P. Phys. Lab.

JAN 10 1925

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.25, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

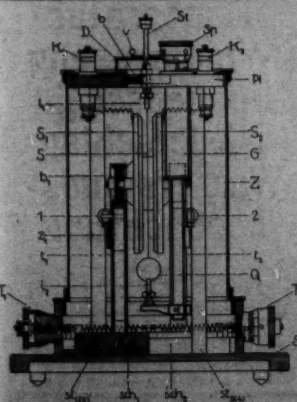
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 22. Leipzig, 15. November 1924. **25. Jahrgang.**

No. 674. Printed in Germany.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Elektrizität
in industriellen Betrieben

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi.

Elektrizität im Bergbau

Von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi. Mit 185 Abbildungen im Text und zwei Tafeln. IX und 301 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1924. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

Elektrische Papiermaschinenantriebe

Von Dr. W. Stiel. Mit 202 Abbildungen, XI und 286 Seiten mit Register. Gr. 8. 1924. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

In Vorbereitung:

Elektrische Ausrüstungen für Hebezeuge von Oberingenieur Schiebeler.
Elektrizität bei der Metallbearbeitung von Oberingenieur Karl Meller.
Elektrowärmewirtschaft in der Industrie von Ing. Dr. Bruno Thierbach.
Wärme- und Energiewirtschaft der Kraftwerke von Obering. Schulte.
Elektrische Lichtbogenschweissung von Oberingenieur Karl Meller.

VERLAG VON S. HIRZEL, LEIPZIG, KÖNIGSTR. 2

S. HIRZEL IN LEIPZIG

C. Runge
o. Prof. a. d. Univers. Göttingen

Vektoranalysis

Band I: Die Vektoranalysis des dreidimensionalen Raumes. VIII u. 195 S. Groß-8°. 1919.

Preis: Gm. 5.—, $ 1.20, geb. Halbleinen Gm. 7.—, $ 1.65.

Band II befindet sich in Vorbereitung.

Runges Darstellung ist meisterhaft. Die beiden ersten Kapitel behandeln die Vektoren und Plangrößen nebst den Regeln zu ihrer Differentiation und Integration. Das äußere und das vektorielle Produkt werden sauber unterschieden, Ergänzung eines Vektors und Ergänzung einer Plangröße werden eingeführt, desgleichen der Nabla-Vektor und seine Ergänzung. Der Graßmannsche Gedanke wird zur Geltung gebracht. Das dritte Kapitel handelt von den Tensoren und dürfte ganz besonderer Beachtung sicher sein. Das Buch kann Mathematikern sowohl wie Physikern und Technikern aufs angelegentlichste empfohlen werden.

(Elektrotechnische Zeitschrift.)

Präzisionsinstrumente
(registrierend und nicht registrierend)
für
Luftdruck
Temperatur
Windmessung
Sonnenschein
Niederschlag
Wasserstands-beobachtung

R. FUESS
BERLIN-STEGLITZ

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 22. 15. November 1924. 25. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 24 am 5. Dezember 1924.

INHALT:

E. Warburg, Karl Richard von Koch †. S. 577.

Originalmitteilungen:

H. Jordan, Über elastische Nachwirkung, elastische Hysteresis und innere Reibung. S. 579.

M. A. Schirmann, Bemerkung zur Veröffentlichung J. J. Tichanowsky, „Der Polychroismus der Himmelspolarisation". S. 584.

W. Hammer u. H. Pychlau, Über die Einwirkung eines longitudinalen elektrischen Feldes auf α-Strahlen des Radium *F*. S. 585.

Sartoriuswerke, Über eine neue Reitersicherung für Analysen- und Präzisionswagen. S. 587.

Vorträge und Diskussionen von der 88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbuck:

H. Pettersson u. G. Kirsch, Über Atomzertrümmerung. S. 588.

E. Kara-Michailova, Quantitative optische Unterscheidung von α- und H-Teilchen. S. 595.

K. Fajans, Eigenschaften chemischer Verbindungen und Atombau. S. 596.

R. Mecke, Über Intensitätsanomalien bei Bandenspektra. S. 597.

L. Grebe, Über den Energieverbrauch bei der Luftionisation durch Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge. S. 599.

J. Tuma, Kinematographische Darstellung Hertzscher Wellen. S. 601.

F. v. Rautenfeld, Elektrizitätsleitung in Steinsalz und Kalkspat bei hohen Temperaturen. S. 602.

Th. Kaluza, Zur Relativitätstheorie. S. 604.

H. Rausch v. Traubenberg, Über Asymmetrien in der Intensitätsverteilung des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes. S. 606.

H. Rausch v. Traubenberg, Über das Verhalten des Leuchtens von Kanalstrahlen bei ihrem Übergang aus einem elektrischen Felde in einen feldfreien Raum. S. 607.

Besprechungen:

E. Pohle u. H. Jarre, Methodik der Röntgentiefentherapie vom physikalischen Standpunkt. S. 608.

B. Neumann, Lehrbuch der chemischen Technologie und Metallurgie. S. 608.

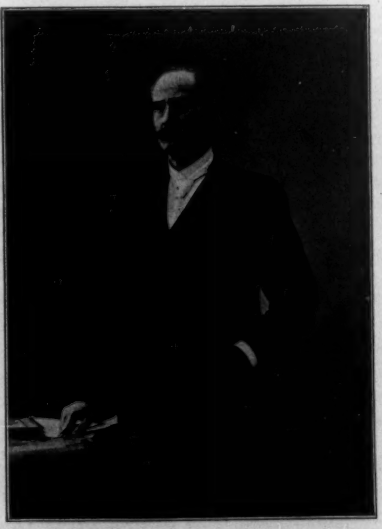
Berichtigungen. S. 608.

Personalien. S. 608.

Angebote. S. 608.

Karl Richard von Koch †.

Nachruf von E. Warburg.



Karl Richard Koch entstammte einer Kaufmannsfamilie in Stettin, wo er 1852 geboren wurde. Nach Ablegung der Abiturientenprüfung im Jahre 1870 studierte er in Bonn, Freiburg i. B. und Göttingen Naturwissenschaften und promovierte 1875 zum Dr. phil. in Freiburg. 1876 wurde er in Freiburg Bibliothekar und fing in dieser Stellung an, in dem damals von mir geleiteten physikalischen Institut der Universität erfolgreich zu arbeiten, war mehrere Jahre mein Assistent und habilitierte sich in Freiburg für Physik im Jahre 1881. 1882 ging er als Delegierter der deutschen Polarexpedition für meteorologische, magnetische und Polarlichtbeobachtungen nach Labrador, wurde 1886 zum außerordentlichen Professor in Freiburg ernannt und erhielt im Jahre 1888 einen Lehrauftrag an der technischen Hochschule in Aachen. 1891 folgte er einem Ruf als Ordinarius

für Physik an die technische Hochschule in Stuttgart. 1913 wurde ihm der Personaladel verliehen, 1919 legte er sein Amt wegen eines Herzleidens nieder und siedelte nach Bad Liebenzell über, wo er 1924 starb.

In Kochs wissenschaftlichen Arbeiten zeigt sich besonders das Interesse an der Ausarbeitung genauer Meßmethoden. Schon seine erste kleine Arbeit, in welcher er bei der Dickenmessung durch das Sphärometer die Berührung der Schraubenspitze mit der Unterlage durch das Wandern von Interferenzstreifen beurteilt, geht in dieser Richtung (Wied. Ann. **3**, 611, 1878), ebenso die von ihm angegebene Methode zur Prüfung von Mikrometerschrauben (Wied. Ann. **18**, 511, 1883), wobei er auf die Möglichkeit hinweist, „eine beliebige Länge durch Lichtwellen auszuwerten, das einzig wirkliche und für die gleiche Vibrationsintensität unveränderliche Naturmaß"; ein Vorschlag, der 12 Jahre später von Michelson ausgeführt wurde. Ferner ist in der erwähnten Beziehung zu nennen die Konstruktion eines Normalbarometers (Wied. Ann. **53**, 391, 1895), die Messung der Expositionsdauer eines Momentverschlusses (Zeitschr. f. Instrumentenkunde **15**, 244, 1895) sowie die Verbesserungen der Methode von Sterneck für relative Schweremessungen (Ann. d. Phys. (4) **15**, 146, 1904), nach welcher er im Auftrage der württembergischen Regierung in den Jahren 1906—1908 umfangreiche Beobachtungen gemacht hat.

Was nun die Tatsachen betrifft, welche Koch durch seine Untersuchungen ans Licht gebracht hat, so sei zunächst der interessanten, von Waitz bestätigten Entdeckung gedacht, daß die anodische Polarisation einer Platinelektrode bei Sauerstoff- oder Chlorausscheidung die Reibung zwischen der Elektrode und einer Glasfläche vergrößert (Wied. Ann. **8**, 92, 1879; **42**, 77, 1891), ferner hat er wertvolle Bestimmungen des Elastizitätsmodul für verschiedene Kristalle des regulären Systems in kristallographisch verschiedenen Richtungen geliefert (Wied. Ann. **5**, 251, 1878; **18**, 325, 1883), wobei er sich zur Messung der kleinen Durchbiegung kurzer Stäbchen der ihm vertrauten Methode der Interferenzen bediente. Untersuchungen über Elastizität hat er bis an sein Lebensende fortgeführt, in verschiedenen Arbeiten hat er die Elastizität von Metallen und Legierungen bis in die Nähe ihres Schmelzpunktes verfolgt (Ann. d. Phys. **47**, 197, 1915; **68**, 441, 1922) und sich auch mit der Elastizität des Eises vielfach beschäftigt (Wied. Ann. **25**, 438, 1885; Ann. d. Phys. (4) **41**, 709, 1913; **45**, 237, 1914). Auffällig sind die großen Unterschiede, welche sich hierbei gezeigt haben, indem, wenn man die Beobachtungen von Heß (Ann. d. Phys. **8**, 410, 1902) hinzunimmt, Werte für den Elastizitätsmodul bei Eis gefunden sind, die sich wie 1 : 5 verhalten. Eine Aufklärung dieser Diskrepanzen scheint sehr erwünscht, man würde sich dabei wohl am besten akustischer Methoden bedienen.

Zu allgemeinen Folgerungen ist Koch durch seine Untersuchungen nicht geführt worden, es war dies seine Sache nicht, indem seine Aufmerksamkeit mehr auf die Methoden als auf die Ergebnisse gerichtet war. Dagegen interessierten ihn die Anwendungen physikalischer Gesetze auf praktische Fragen und auf die Erscheinungen in der freien Natur. In ersterer Beziehung sind die umfangreichen Untersuchungen zu erwähnen, welche er mit Herrn Cranz über die Schwingungen des Gewehrlaufes ausführte (in den Abhandl. der bayr. Akad. d. Wissensch. 1899—1901); in letzterer Beziehung die Beobachtungen über das Polarlicht vom Jahre 1882 und 1883 in Kingua-Fjord und Nain (Deutsches Polarwerk, Bericht darüber in den Fortschr. d. Phys. **42**, III, 202 für 1886); ferner die Beobachtungen über die Bewegung der Gletscher (mit Klocke, Wied. Ann. **8**, 661, 1879; Beibl. 1881, S. 133) und eine künstliche Nachahmung der Gletscherbewegung (Wied. Ann. **51**, 212, 1894).

Ein schönes Denkmal hat Koch in dem Neubau des Physikalischen Instituts in Stuttgart vom Jahre 1910 hinterlassen. Das Institut ist nach dem Urteil seines Nachfolgers mit großer Liebe in seinen Einrichtungen durchdacht, besonders der Hörsaal ist in vieler Beziehung mustergültig, die Räume für das Anfängerpraktikum sind sehr zweckmäßig und auch den Zwecken der Forschungsarbeit ist befriedigend Rechnung getragen.

Koch war in jeder Beziehung ein einwandfreier Charakter, von größter Zuverlässigkeit, nicht nur in der wissenschaftlichen Arbeit, sondern auch im persönlichen Verkehr. Übereinstimmend wird von seinen Kollegen der liebenswürdige und zuvorkommende Mensch gerühmt, sowie seine Hilfsbereitschaft, die sich insbesondere im physikalischen Praktikum zeigte, wo er sich mit jedem einzelnen eingehend beschäftigte. Ein jeder, der, wie der Schreiber dieses, den Vorzug hatte, in ein näheres Verhältnis zu ihm zu treten, wird eine freundliche und wohltuende Erinnerung an diese aufrechte und sympathische Persönlichkeit bewahren.

Oktober 1924.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über elastische Nachwirkung, elastische Hysteresis und innere Reibung.

(Bemerkungen zu der Mitteilung des Herrn K. Bennewitz[1]).

Von H. Jordan.

Über die elastische Nachwirkung liegen eine große Zahl von zum Teil weit zurückliegenden Einzeluntersuchungen vor, die sich entsprechend ihrer Entstehungszeit vorwiegend nur mit der Feststellung der Gesetze des Verlaufs der Nachwirkung und gewisser Folgerungen aus diesen Gesetzen beschäftigen konnten. Wie die Arbeit des Herrn K. Bennewitz zeigt, ist jetzt Aussicht vorhanden, die Vorgänge der Nachwirkung unter Bezugnahme auf die Struktur zu deuten und dann umgekehrt die Nachwirkung zur Kennzeichnung gewisser Struktureigenschaften heranzuziehen. In beiden Richtungen finden sich bereits bemerkenswerte Ergebnisse in der Arbeit des Herrn Bennewitz.

Wegen der allgemeineren Bedeutung, die hiermit die Nachwirkungserscheinungen erhalten, ist wohl ein kurzer Hinweis auf die allgemeineren Gesetze der Nachwirkung angebracht, die bereits eine abschließende Darstellung erfahren haben durch die Theorie von Wiechert[2]). Vermittels dieser Theorie ist es möglich, die Beobachtungsergebnisse zum Teil sehr verschiedenen Charakters zur Darstellung zu bringen. Der von Herrn Bennewitz beobachtete Verlauf der Nachwirkung ist dabei ein Sonderfall und die Schwierigkeiten bei seiner Behandlung werden erst durch die allgemeine Theorie beseitigt. Die Heranziehung dieser Theorie ist umso aussichtsvoller als sie bereits zu dem Ergebnis geführt hat, daß die Nachwirkung stets als die Summe von sehr vielen ähnlichen, aber quantitativ sehr verschiedenen Einzelvorgängen aufgefaßt werden muß, die sich nach einem Verteilungsgesetz gruppieren. Es ist jetzt nur noch die Frage nach dem Sitz und der physikalischen Natur dieser Einzelvorgänge zu erörtern.

Die Theorie konnte als Beschreibung der entsprechenden Vorgänge auch auf die dielektrische[3]) und die magnetische[4]) Nachwirkung übertragen werden. Bei der Übertragung auf die dielektrische Nachwirkung konnte bereits in die Erörterung über die physikalische Natur[5]) der Vorgänge eingetreten werden.

Die älteren Beobachtungen haben ergeben, daß beim Übergang zu genügend kleinen Deformationen die Gesetze der Wiechertschen Theorie gelten. Beim Übergang zu größeren Deformationen bedarf dann öfters die Theorie einer Erweiterung. Während nämlich ein Haupt-

1) K. Bennewitz, Phys. Zeitschr. **25**, 417, 1924.
2) E. Wiechert, Dissertation Königsberg i. Pr. 1889 Wied. Ann. **50**, 335, 546, 1893.
3) H. Jordan, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 451, 1912; K. W. Wagner, Ann. d. Phys. (4) **40**, 815, 1913; Elektrotechn. Zeitschr. 1913, S. 1279.
4) Tobusch, Ann. d. Phys. (4) **26**, 439, 1908; H. Jordan, Elektrische Nachrichten-Technik, Bd. 1, S. 7, 1924.
5) K. W. Wagner, Arch. f. Elektrot. II 371, 1914.

merkmal der Nachwirkung gemäß der Annahme der Theorie ist, daß ein Körper, nach beliebigen Beanspruchungen genügend lange sich selbst überlassen, seine ursprüngliche Form wieder annimmt, können dann dauernde Formänderungen (Rückstände) auftreten. Bekanntlich trifft die gleiche Fragestellung bei Einwirkung magnetischer Kräfte auf ferromagnetische Körper auf und hier hat Warburg bei Auftreten von Rückständen eine allgemeine Betrachtungsweise eingeführt. Die bekannten bei Einwirkung wechselnder Kräfte auftretenden Erscheinungen werden mit Hysteresis bezeichnet und es ergibt sich die auch von Herrn Bennewitz behandelte Frage nach den Bedingungen, unter denen Hysteresis und Nachwirkung auftritt. Daß unter gewissen Umständen und für bestimmte Körper ein vollständiges Analogon zur magnetischen Hysteresis bei mechanischen Beanspruchungen auftreten kann, ist erwiesen[6]). Hierhin gehören alle festen Körper, die unter Einwirkung von Kräften gewisser Größe Plastizität zeigen. Nicht nur die Hysteresis, sondern auch die Nachwirkung müssen nach dem Satz von Warburg zu Energieverlusten bei Einwirkung periodisch wechselnder Kräfte und somit zur Amplitudenabnahme bei freien Schwingungen führen. Da bei Deformationen stets eine oder beide Vorgänge auftreten, kann die Behandlung der Eigendämpfung freier Schwingungen als Wirkung einer inneren Reibung[7]) nach Art der Flüssigkeitsreibung aus der Betrachtung ausscheiden. Es handelt sich im wesentlichen nur noch um eine Frage: Wie verhält sich die Nachwirkung bei gleichzeitigem Auftreten der Hysteresis. Auf dies gleichzeitige Auftreten weisen die von Herrn Bennewitz erörterten Versuche der Herren Warburg und Heuse[8]) hin. Eine ältere Arbeit[9]) hatte bereits die Frage untersucht, ob beim Auftreten der Hysteresis die Nachwirkungsgesetze gültig bleiben. Gerade die Frage und die bereits gewonnenen Ergebnisse dürften für die physikalische Deutung der Vorgänge und für die Kennzeichnung der Struktur von Wichtigkeit sein. In derselben Arbeit sind auch bereits Beobachtungen mitgeteilt, die den Versuchen des Herrn Bennewitz zum Nachweis der Rekristallisation entsprechen.

Die folgenden Bemerkungen werden sich daher zunächst auf die Gesetze der Nachwirkung selbst beziehen. Es wird erläutert, wie sich der von Herrn Bennewitz beobachtete Verlauf der Nachwirkung in die Theorie von Wiechert einfügt, die diesen Verlauf als Sonderfall behandelt. Es wird ferner im Anschluß an die Theorie die Eigendämpfung freier Schwingungen durch Nachwirkung erörtert. Hieran schließen sich einige Bemerkungen zur Frage der Trennung von Hysteresis und Nachwirkung im Anschluß an die älteren Arbeiten, und es wird dabei eine zum Teil schon gebräuchliche Einschränkung im Gebrauch der Bezeichnung Hysteresis empfohlen. Zum Schluß wird auf die älteren Beobachtungen von Zink hingewiesen, die sich heute ohne weiteres durch Rekristallisation erklären lassen.

1. Das Nachwirkungsgesetz.

Die von Herrn Bennewitz ausgeführten Beobachtungen der Nachwirkung haben, wie bereits andere zahlreiche Beobachtungen, ergeben, daß die Änderungen der Deformationen y unter Einwirkung einer konstanten Kraft proportional dem Logarithmus der Zeit t, gezählt vom Beginn der Einwirkung der Kraft, anwachsen. Will man die Erfahrung rein als solche zum Ausdruck bringen, so wird man noch eine passend gewählte Einheitszeit t_1 die in die Beobachtungszeit fällt, und die zu dieser Zeit auftretende Deformation y_1 einführen, und also schreiben:

$$y = y_1 + \eta \lg \frac{t}{t_1}. \qquad (1)$$

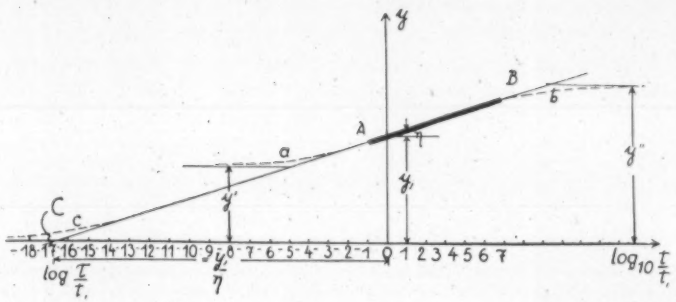
Das Eigentümliche bei diesem Verlauf der Nachwirkung besteht in der Tatsache, daß in vielen Fällen das Gesetz, soweit man nur die Beobachtung auszudehnen vermag, streng gilt, nämlich beginnend etwa in Bruchteilen einer Minute nach „Einschalten" der Kraft bis zu Wochen und Monaten danach. Betrachtet man solche Beobachtungsergebnisse für sich, so ist man versucht zu sagen: je besser sich die Darstellung bestätigt, um so unverständlicher ist der Vorgang. Es ist nichts dagegen anzuführen, daß die Deformation wenn auch logarithmisch ins Unendliche verläuft und was noch unangenehmer ist, daß sie formal wenigstens von $-\infty$ herkommt. Einen physikalischen Sinn kann der durchaus den Beobachtungen entsprechende Ausdruck erst von der Zeit τ an haben, zu welcher die Deformation y den Wert o ergibt.
Das tritt nach (1) ein für

$$\lg \frac{\tau}{t_1} = -\frac{y_1}{\eta}. \qquad (2)$$

Damit kann (1) auch geschrieben werden:

$$y = \eta \left(\lg \frac{t}{t_1} - \lg \frac{\tau}{t_1} \right) = \eta \lg \frac{t}{\tau}. \qquad (3)$$

6) M. Cantone, Nuovo Cimento (4) 1, März, April 1895.
7) W. Voigt, Wied. Ann. 47, 671, 1892.
8) Warburg u. Heuse, Verh. d. D. Phys. Ges. 17, 206, 1914.
9) H. Jordan, Dissertation Göttingen 1907; Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 423, 1915.



Es kann also trotz der Übereinstimmung mit der Beobachtung behauptet werden, daß (1) sicher erst für $t > \tau$ gilt, ohne daß (3) sonst über die Erfahrung hinausgeht.

Es handelt sich nun bei der Nachwirkung um verhältnismäßig kleine Effekte. Selbst bei Beobachtungen, bei denen sich die Änderungen von t über 6—7 Zehnerpotenzen erstrecken, erreicht die gesamte Änderung des zweiten Gliedes in (1) nur wenige Hundertstel von y_1. In der Figur möge AB die tatsächlich beobachteten Werte von y, etwa bezogen auf den Briggschen Logarithmus und mit $t_1 = 1$ min. darstellen. Es ist η/y, etwa mit $^1/_{18}$ gezeichnet entsprechend einem Zuwachs der Deformation um $^1/_3$, während der ganzen Beobachtung. Tatsächlich kommt ein Wert von etwa $^1/_{100}$ für η/y_1 in Frage. (1) und (3) sind verschiedene Darstellungen der Geraden CB. Die Konstanten y_1 und η (vgl. Figur) für (1) liegen im Beobachtungsbereich. Bei (3) wird das weit außerhalb liegende τ verwandt, das durch den Schnittpunkt der Geraden mit der Abszisse gegeben ist.

Für die Rechnung ist es natürlich eine reine Zweckmäßigkeitsfrage, welche Darstellung der Geraden gewählt wird. Herr Bennewitz führt nun τ ein, und schreibt offenbar damit die Deformation in den ersten kleinsten, völlig unzugänglichen Zeitteilchen nach dem zeitlos gedachten „Einschalten" der Kraft zur Zeit $t = 0$ nicht negative Werte annimmt und sogar $-\infty$ wird:

$$y = \eta \lg \frac{t+\tau}{\tau}. \qquad (4)$$

an Stelle von (3) und erhält damit für Zeiten in der Nähe von τ entsprechend dem Ausdruck $y = \eta \lg(1 + t/\tau)$ einen durch die Kurve c bei C angedeuteten Verlauf. Man hat also keine Möglichkeit, die Berechtigung gerade dieses Ansatzes zu prüfen, da der Ausdruck für beobachtbare t in (3) übergeht. Jeder andere genügend unterhalb des Beobachtungsintervalls liegende Wert könnte mit der gleichen physikalischen Berechtigung an die Stelle von τ treten, wie etwa die Kurve a andeutet, die sich für $t = 0$, $\lg t/t_1 = -\infty$ einem endlichen Grenzwert y' nähert. In diesem Fall würde also ein Teil (y') der Deformation mit der Kraftänderung gleichzeitig erfolgen, also den Charakter einer elastischen Deformation haben. Durch die Annahme des Nachwirkungsvorganges nach (4) wird mittels einer außerordentlich weitgehenden, wenn auch sehr einfachen Extrapolation die gesamte Deformation als Nachwirkung angesehen. Quantitativ ist nochmals darauf hinzuweisen, daß die Figur sogar noch etwa um das Fünffache zugunsten dieser Vorstellung übertrieben ist.

Es ist nun gerade eine der Hauptleistungen der Wiechertschen Theorie der Nachwirkung, die Schwierigkeiten, die sich hier aus dem gewissermaßen hartnäckig logarithmischen Verlauf der Nachwirkung für die Vorstellung des Vorganges ergeben, überwunden zu haben. Das ist gelungen durch Heranziehung der sonst noch beobachteten Nachwirkungstypen und der Beeinflussung des Verlaufs der Nachwirkung durch die Temperatur. Wiechert gelangt nämlich durch gewisse Überlegungen zu einem Verlauf der Nachwirkung, der in groben Zügen durch den Kurvenzug $aABb$ dargestellt wird, der sich also zwischen den Asymptoten mit den Ordinaten y' und y'' bewegt und sich über ein sehr großes Zeitintervall erstreckt. Über die eben angestellte Betrachtung geht dieses Ergebnis hinaus, indem der gekrümmte Teil bei a ebenso wie bei b aus einer einheitlichen Darstellung folgen. Der Erfahrung wird dabei entnommen, daß in vielen Fällen auch Nachwirkungen beobachtet werden, die wie bei a oder wie bei b gekrümmt sind. In allen Fällen macht es die außerordentliche Ausdehnung der Nachwirkung unmöglich, mit

gewöhnlichen Mitteln den Gesamtverlauf kennen zu lernen. Ein interessantes Hilfsmittel größere Bereiche kennen zu lernen, folgt aus der näher begründeten Hypothese, daß sich die Nachwirkungskurven nahezu unverändert parallel zur logarithmischen Zeitachse verschieben, wenn man zu anderen Temperaturen übergeht. Wie Versuche gezeigt haben, kann man so tatsächlich größere Bereiche der Wiechertschen Nachwirkungsfunktion kennen lernen. Damit entfallen also die Schwierigkeiten für die Vorstellung, wenn auch einfache Versuche nach Art des oben besprochenen nicht erlauben die Grenzen γ' und γ'' der Nachwirkung zu bestimmen. Ausführlich geht Wagner anläßlich der Übertragung der Theorie auf die dielektrische Nachwirkung gerade auf diese Verhältnisse ein.

2. Das von der Nachwirkung herrührende Dekrement.

Der Umstand, daß ein Teil der Deformation den Kraftänderungen erst allmählich folgt, ist, wie noch näher erörtert wird, gleichbedeutend mit einem Verbrauch von Energie bei periodisch wechselnden Deformationen. Der Energieverbrauch wird bei freien Schwingungen durch das Dekrement, bei erzwungenen Schwingungen gleichbleibender Amplitude durch die Abweichung der Phasenverschiebung zwischen Kraft und Deformation von $\pi/2$ gemessen. Die Frage nach den Energieverlusten aus Nachwirkung ist wohl zuerst und am ausführlichsten für die dielektrischen Beanspruchungen untersucht. Das Auftreten von solchen „Verlustwinkeln" oder Dekrementen dient hier als experimentell verhältnismäßig einfaches Hilfsmittel zur Untersuchung der Nachwirkung[10]). Herrn Bennewitz ist es gelungen, eine Versuchsanordnung auszubilden, die erlaubt, an denselben Proben die Eigendämpfung freier Schwingungen zu bestimmen, an denen auch die Nachwirkungsbeobachtungen ausgeführt wurden. Die Theorie ergibt, daß im allgemeinen das Dekrement von der Frequenz abhängig ist, daß sich aber gerade für den von Herrn Bennewitz untersuchten Sonderfall ein in weiten Grenzen nahezu konstantes Dekrement ergibt, nämlich soweit die Schwingungsdauer noch in die Zeiten fällt, für die das logarithmische Gesetz gilt. In einem Fall[11]) konnte dies für einen Zeitbereich von etwa 9 Zehnerpotenzen durch Schwingungs- und Nachwirkungsbeobachtungen nachgewiesen werden. Das Ergebnis des Herrn Bennewitz weist also in Übereinstimmung mit der Theorie auf diesen Sonderfall hin.

Durch eine für seinen besonderen Fall der Nachwirkung ausgeführte Berechnung kann Herr Bennewitz zeigen, daß das beobachtete Dekrement ausschließlich von Nachwirkung herrührt. Die entsprechende Rechnung auf Grund der Wiechertschen Theorie, die im allgemeinen ein von der Frequenz abhängiges Dekrement ergibt, hat Wagner[12]) durchgeführt.

3. Nachwirkung und Hysteresis.

Das eben erwähnte Ergebnis der Rechnung zeigt, daß es sich bei den Versuchen des Herrn Bennewitz um reine Nachwirkung handelt. Herr Bennewitz erörtert nun die Frage nach dem Zusammenhang mit der Hysteresis und nimmt dabei Bezug auf die Beobachtungen der Herren Warburg und Heuse[13]), die zu dem Ergebnis geführt haben, daß bei diesen Versuchen noch ein beträchtlicher oder sogar überwiegender Anteil von Hysteresis auftrat. Herr Bennewitz spricht nun die Ansicht aus, es dürfte überhaupt nicht zwischen Hysteresis und Nachwirkung unterschieden werden. Die allgemeine Unsicherheit im Gebrauch des Wortes Hysteresis macht zunächst eine Festlegung der Bezeichnung erforderlich.

Die Bezeichnung wurde für die bekannten Bahnen der Magnetisierung bei Einwirkung wechselnder Felder auf ferromagnetische Körper eingeführt. Der Satz von Warburg, daß der Inhalt der Schleife ein Maß für die verlorengegangene Energie bedeutet, gilt allgemein für den Fall, daß die „Verschiebung" im besonderen, also die magnetische, keine eindeutige Funktion der Kraft ist. Dann treten immer solche Bahnen auf und die Fläche zeigt immer den Energieverlust an. Man hat nun vielfach die Bezeichnung Hysteresis auf Vorgänge übertragen, bei denen eine entsprechende Schleifenbildung auftritt (z. B. Lichtbogen-Hysteresis). Es könnte allgemein so verfahren werden, daß das Wort Hysteresis auf die Schleifenbildung hinweist. Herr Bennewitz scheint sich diesem Gebrauch anzuschließen, wenn er S. 422 sagt, er wolle annehmen, daß die Energieverluste (bei seinen Versuchen) ausschließlich aus Hysteresis erklärt würden und (S. 428), daß zwischen Nachwirkung und Hysteresis enge Beziehungen bestehen. Damit meint Herr Bennewitz aber, wie ja auch seine Rechnung zeigt, nichts anderes als die Warburgsche Beziehung zwischen Schleifenfläche und Energieverlust (Dekrement). Die Herren Warburg und Heuse haben gleichfalls,

10) H. Jordan, Elektrotechn. Zeitschr. **32**, 127, 160, 1911; K. W. Wagner, Elektrotechn. Zeitschr. **32**, 172, 1911.

11) H. Jordan, vgl. 3).

12) K. W. Wagner, vgl. 3).

13) Vgl. 8).

wenn auch für andere Versuchsbedingungen, die Schleife berechnet und sie andererseits (durch statische Beobachtungen) ausgemessen. Im Gegensatz zu den Versuchen des Herrn Bennewitz erhalten sie, wie bereits erwähnt, bei Messung eine größere Fläche, als berechnet wurde und führen den Überschuß auf Hysteresis zurück. Hier ist offenbar das Wort in einem anderen Sinn gebraucht. Es wird unter Hysteresis das vollständige Analogon zur magnetischen Hysteresis verstanden, die Schleife, deren Gestalt im Gegensatz zu den Nachwirkungsvorgängen durchaus unabhängig ist von dem zeitlichen Verlauf der Kraftänderungen. Es empfiehlt sich gerade bei Behandlung der Eigenschaften der festen Körper (der mechanischen, elektrischen und magnetischen) das Wort Hysteresis in diesem engeren Sinne zu gebrauchen, so daß beispielsweise das Auftreten bleibender Änderungen (Remanenz) ein Kennzeichen der Hysteresis ist. Bei beiden Bezeichnungsweisen fehlt dann noch eine weitere Bezeichnung. Im ersten Falle fehlt eine Kennzeichnung des besonderen Verhaltens, wie es die ferromagnetischen Körper zeigen, bei der zweiten Bezeichnungsweise fehlt eine feststehende zusammenfassende Bezeichnung, für die aber Ausdrücke, wie wegabhängige oder energieverzehrende Vorgänge zur Verfügung stehen.

In dem zweiten Sinne gesprochen also sagen die Versuche des Herrn Bennewitz über Hysteresis nichts aus, da der Fall reiner Nachwirkung vorlag. Die Theorie von Wiechert setzt nun voraus, daß die Deformationen stets so klein sind, daß keine dauernden Deformationen auftreten. Treten solche bei den einfachen Nachwirkungsbeobachtungen auf, so wird man zunächst annehmen, daß sich bei Einwirkung wechselnder Kräfte Hysteresis überlagert. Hierauf weisen die Herren Warburg und Heuse zur Deutung ihrer Versuchsergebnisse hin. Eine weitere Frage ist die, ob man berechtigt ist, einfache Überlagerungen anzunehmen. Daß man hierzu nicht ohne weiteres berechtigt ist, konnte bereits[14]) nachgewiesen werden. Bei Einwirkung kleinster magnetischer Felder auf ferromagnetische Körper führt diese Annahme zu einer sehr einfachen Darstellung ihres Verhaltens in weitgehender Übereinstimmung mit den Beobachtungen[15]).

4. Physikalische Deutung der Nachwirkung.

Nachweis der Rekristallisation.

Bei der Vollständigkeit, mit der die Theorie von Wiechert die verwickelten Nachwirkungsvorgänge darzustellen vermag, werden verhältnismäßig einfache Versuche ausgewählt werden können, um genügende Unterlagen für die physikalische Deutung und damit für die Kennzeichnung der Struktur eines Körpers in seinem jeweiligen Zustand zu erhalten. Es fragt sich dann weiter, was etwaige Abweichungen vom theoretischen Verlauf der Nachwirkung oder Änderungen der Konstanten auszusagen vermögen. Hierhin gehören das Auftreten der Hysteresis und die Beeinflussung der Nachwirkung[16]) durch diese, worauf nach den älteren Versuchen kurz hingewiesen werden möge.

Während bei kleinen Biegungsbeanspruchungen von *Al*-Stäben sich alles so verhielt, als ob Hysteresis und Nachwirkung nebeneinander bestehen, ohne sich zu stören, zeigten gußeiserne Stäbe bei den gleichen Beanspruchungen, daß die Nachwirkung unter gewissen Umständen fast völlig ausgelöscht werden kann durch die Hysteresis.

Es zeigte sich auch hier wieder (bei Aluminium nicht) die rein logarithmisch verlaufende Nachwirkung. Die der Abbildung entsprechende Gerade konnte in einem sehr großen Zeitintervall verfolgt werden. Wurde der gleiche Versuch nach kurzer bestätigender Beobachtung des Anfangsverlaufes durch kurzzeitige Einwirkung einer Zusatzkraft unterbrochen, so hätte nach einiger Zeit die Nachwirkung wie beim ungestörten Dauerversuch weiter verlaufen müssen, da die Nachwirkung der kurzen Zusatzbeanspruchung schnell abklingt. Bei hinzutretender Hysteresis wäre nur noch eine Versetzung des zweiten Teils der Nachwirkung zu erwarten gewesen, da die zeitweilige zusätzliche Beanspruchung einem Übergang auf den zweiten Hysteresisast entspricht. Dem entsprachen die Beobachtungen bei Aluminium, nicht aber die bei Eisen. Nach Abklingen der Zusatznachwirkung trat ein Stillstand ein, in Zeiten, in denen der ungestörte Dauerversuch noch meßbare Änderungen der Deformationen erwarten ließ. Es handelt sich also um einen Fall, bei dem ein Teil der sich allmählich umlagernden Bestandteile endgültig eine neue Gleichgewichtslage eingenommen haben. Bei den gebräuchlichen Beobachtungen der Nachwirkung unter oder nach Einwirkung einer konstanten Kraft verhielt sich auch Gußeisen normal bezüglich der Nachwirkung. — Ebenso wie bei reiner Hysteresis ausschließlich an den Umkehrpunkten ausgeführte Beobachtungen reine Elastizität vortäuschen, können Beobachtungen der Nachwirkung ausschließlich bei nur einer Kraftstufe und der Kraft Null reine Nachwirkung

14) H. Jordan, vgl. 9).
15) H. Jordan, vgl. 4).
16) H. Jordan, vgl. 9).

vortäuschen. Die entscheidenden Ergebnisse erhält man erst bei der Beobachtung in der Mitte einer wechselnden Beanspruchsfolge. Je nach den Ergebnissen solcher mehrstufigen Nachwirkungsbeobachtungen wird man dann entweder die Hysteresis und die Nachwirkung verschiedenen Elementen oder Vorgängen zuschreiben, oder bei gegenseitiger Beeinflussung wenigstens zum Teil denselben Elementen oder Vorgängen.

Sehr interessant sind die Versuche des Herrn Bennewitz, bei denen er durch starke Beanspruchung den Aufbau des Materials beeinflußt. Das äußert sich durch eine Änderung der Nachwirkungskonstanten, die sich dann aber von selbst allmählich den Ausgangswerten nähern. Erst die Kenntnis der Rekristallisation erlaubt derartige Versuchsergebnisse zu deuten. Einen ähnlichen Charakter trugen Beobachtungsergebnisse[17]), die bei sehr kleinen Biegungsbeanspruchungen von gegossenen Zinkstäben erhalten wurden. Obgleich jetzt die Deutung durch Rekristallisation sehr nahe liegt, blieben diese äußerst charakteristischen Beobachtungen bisher unbeachtet, wohl weil sie damals nur formal beschrieben werden konnten.

Es wurde eine Belastung von 5 Min. Dauer in Abständen von 20 Min. wiederholt und die Nachwirkung unter Last und ohne Last beobachtet. Die Nachwirkung unter Last zeigte nahezu logarithmischen Charakter. Trug man die wiederholten Versuche nach Art der Abbildung auf, so ergaben sich geradlinige Stücke, deren Steilheit allmählich gegen eine Grenze abnahm und die übereinander lagen. Die Rückkehrkurven in den Zwischenzeiten verliefen im wesentlichen einander parallel mit Versetzungen, die also bleibenden Änderungen entsprachen. Die Beträge der Nachwirkungseffekte waren erheblich größer wie bei den übrigen Materialien, so daß sie besonders bequem und sicher zu beobachten waren.

War der Grenzzustand erreicht, und wurde der Stab dann längere Zeit (20 Stunden) sich selbst überlassen, begann das Spiel von neuem mit der starken Nachwirkung unter Last. Es wurde damals versucht, den Vorgang mit Hilfe eines Bildes zu beschreiben und es wurde ferner versucht, den Vorgang formal auf eine Änderung einer Wiechertschen Konstanten zurückzuführen. Wegen der Einzelheiten muß auf die ausführliche Darstellung in der Dissertation verwiesen werden. Leider ist es mir zurzeit nicht möglich, selbst die Versuche gemäß den anregenden Ausführungen des Herrn Bennewitz zu bearbeiten und fortzuführen. Vielleicht dient dieser Hinweis zur Verwertung der damals gefundenen Ergebnisse und als Anregung für weitere Versuche.

17) H. Jordan, vergl. 9).

(Eingegangen 17. Oktober 1924.)

Bemerkung zur Veröffentlichung J. J. Tichanowsky, „Der Polychroismus der Himmelspolarisation“ [1]).

Von M. A. Schirmann.

J. J. Tichanowsky, der in seiner vielversprechenden Arbeit unter obigem Titel den Weg zur weiteren Erforschung der Erscheinung des Polychroismus der Himmelspolarisation angibt und in seiner Einleitung auf das zuerst von mir theoretisch[2]) und experimentell behandelte Problem eines Polychroismus am Einzelteilchen wie im trüben Medium hinweist[3]), dürfte es entgangen sein, daß ich außer der von mir theoretisch vermuteten Analogie zwischen den betreffenden Polarisationserscheinungen im trüben Medium und in der Atmosphäre auch die Beobachtung eines Polychroismus der Himmelspolarisation in dieser Zeitschrift im Jahre 1922 veröffentlicht habe, denn er schreibt in der Einleitung zur oben zitierten Arbeit: „Man kann diese Polychroismuserscheinung, wie ich es noch im Jahre 1917 nachgewiesen habe, im natürlichen trüben Medium — in der Atmosphäre — beobachten.“

Zu dem letztzitierten Satz, nämlich der Beobachtungsmöglichkeit eines Polychroismus im natürlichen trüben Medium der Atmosphäre möchte ich nun folgendes bemerken: In meinen beiden Arbeiten „Veröffentlichung einer einheitlichen Erklärung der Erscheinungen der atmosphärischen Polarisation“[4]) und „Neue theoretische Untersuchungen über die Polarisation des Lichtes an trüben Medien und deren Konsequenzen für die Probleme der atmophärischen Polarisation“[5]) wurde der Versuch gemacht, für die Gesamtheit der bereits bekannten Erscheinungen der atmosphärischen Polarisation, die bisher niemals einheitlich gedeutet wurden, eine natürliche, einheitliche theoretische Grundlage zu finden. Diese ergab sich in der von mir entsprechend verarbeiteten strengen elektromagnetischen Beugungstheorie nach Mie-Debye. In der zweiten der beiden genannten Arbeiten[6])

1) Diese Zeitschr. **25**, 390, 1924.
2) Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wiss. **127** (IIa), 8, 1918; Ann. d. Phys. 50, 493, 1919.
3) Diese Zeitschr. **23**, 441, 1922; Meteorol. Zeitschr. **37**, 22, 1920.
4) Ann. d. Phys. **61**, 105, 1920.
5) Meteorol. Zeitschr. **37**, 12—22, 1920.
6) Meteorol. Zeitschr. **37**, 19, 1920.

heißt es diesbezüglich: „Den Polarisationserscheinungen insgesamt, sowohl den an künstlichen trüben Medien, wie den an der getrübten Erdatmosphäre eine natürliche, einheitliche theoretische Basis zu geben und weiter noch auf neue Phänomene hinweisen zu können, ist der Inhalt meiner Untersuchungen über die Polarisation des zerstreuten Lichtes auf Grund der strengen elektromagnetischen Beugungstheorie nach Mie-Debye."

Die einzig neue Erscheinung, die sich aus der Theorie ergab und die bisher in der Atmosphäre nicht gefunden war, war die Erscheinung des Polychroismus der Himmelspolarisation. Dies brachte mich bereits 1920 auf den Gedanken, nach dieser Erscheinung in der Atmosphäre zu suchen. Meine ersten Versuche in dieser Richtung wurden damals in Upsala in Schweden mit einem Photopolarimeter angestellt und waren bloß visuelle Beobachtungen der Farben der beiden Polarisationskomponenten (des Rayleighschen und Wienerschen Vektors). Eine Veröffentlichung der positiven Resultate dieser Beobachtungen geschah damals noch nicht, da als Grundlage für eine analoge Deutung des atmosphärischen Polychroismus erst der Polarisationspolychroismus am allseitig symmetrischen Einzelteilchen gesucht[1]) und experimentell festgestellt werden sollte.

Die — meines Wissens nach — erste Veröffentlichung eines beobachteten Polychroismus der Himmelspolarisation geschah auch erst in meiner 1922 veröffentlichten Arbeit „Über die Erscheinungen der Polarisation des Lichtes an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm"[2]) in folgendem kurzen Absatz: „Nicht unerwähnt möchte ich zum Schluß noch die Tatsache lassen, daß auch das sogenannte ‚blaue' Himmelslicht polychroitisch ist, nämlich grünblau-violett[3]). Auch die Bezeichnung „Polychroismus der Himmelspolarisation" wurde von mir bei dieser Gelegenheit zum erstenmal gebraucht.

Was die Deutung dieses Polychroismus des polarisierten Himmelslichtes betrifft, habe ich als die Grundlage dieser Erscheinung den Polychroismus der vielen einzelnen Fremdkörperpartikeln angesehen und die Funktion der überultramikroskopisch großen Partikeln, welche eine Trübung der Farben der Polarisationskomponenten bewirken und die Sättigung herabsetzen, als „Störungselemente" im außerordentlichen Zustand in der Atmosphäre gekennzeichnet.

Tichanowsky will den Polychroismus der Himmelspolarisation bloß aus der Wechselbeziehung einerseits des Faktors, der durch das Vorhandensein der größeren Teilchen in der Atmosphäre zur Auswirkung kommt und andererseits des Faktors der sogenannten sekundären Lichtzerstreuung an den Luftmolekeln erklären.

Diese Erklärungsweise nähert sich faktisch bereits der meinigen. Eine Entscheidung hierin können nur möglichst störungsfreie Beobachtungen bei ganz durchsichtiger Atmosphäre bringen.

Abgesehen von jeder Deutung ist die bloße Tatsache sehr erfreulich, daß die von mir zuerst auf Grund der strengen Beugungstheorie des Lichtes am ultramikroskopischen Einzelteilchen vermutete und durch visuelle Beobachtungen festgestellte Erscheinung eines Polychroismus der Himmelspolarisation nunmehr durch J. J. Tichanowsky[1]), der diese Frage jetzt beobachtend auf dem von ihm eingeschlagenen Wege der Untersuchung der Polarisationskomponenten in einzelnen Spektralabschnitten des Himmelslichtes weiterverfolgt, gründlichen atmosphärischen Untersuchungen zugeführt wird.

1) Meteorolog. Zeitschr. **47**, 1, 1924; Phys. Zeitschr. 25, 390, 1924.

Wien, III. physikalisches Institut der Universität, Oktober 1924.

(Eingegangen 31. Oktober 1924.)

1) Wobei auch geplant war, als besonders wirksame Beleuchtungsquelle einen Lichtbogen mit erhöhter Flächenhelligkeit (etwa mit Beck-Goerz-Bogenlampenkohlen) zu verwenden.

2) Diese Zeitschr. **23**, 443, 1922.

3) Dieser wichtige meteorologische Befund konnte nur zum Schluß kurz Erwähnung finden, da es sich um einen kurzen Vortrag vom Deutschen Physikertag in Leipzig 1922 handelte.

Über die Einwirkung eines longitudinalen elektrischen Feldes auf α-Strahlen des Radium *F*.

Von W. Hammer und H. Pychlau.

Die positive Ladung der α-Teilchen läßt erwarten, daß sie in einem parallel zu ihrer Bahn verlaufenden elektrischen Feld, je nach dessen Richtung eine Erhöhung oder Verminderung ihrer Reichweite erfahren werden.

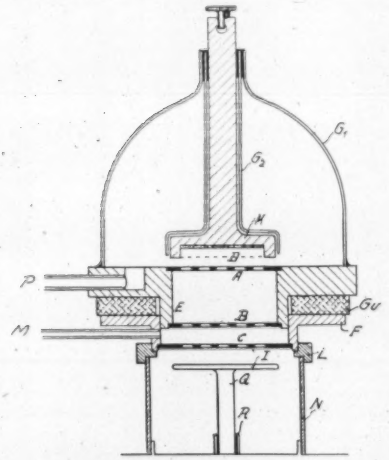
Eve[1]) und Reinganum[2]) haben bereits Versuche in dieser Richtung angestellt und haben gezeigt, daß der Effekt zwar tatsächlich von der theoretisch zu erwartenden Größenordnung ist. Ihre Resultate reichten aber zur qantitati-

1) Eve, Phil. Mag. **6**, 15, 720, 1908.

2) Reinganum, Heid. Akad. d. Wissensch. **8**, 1910; Ann. f. Ph. **33**, 134, 1910.

ven Prüfung der Beziehung zwischen Feldstärke und Reichweite nicht aus.

Nach längeren Vorversuchen gelang es uns, eine Anordnung zu finden, die gestattet, den Effekt mit der erstrebten Genauigkeit zu messen.



Auf der Kupferplatte K (vgl. die Abbildung) war Radium F[1]) niedergeschlagen; die von diesem ausgehenden Strahlen gelangten durch das zum Schutz des Präparates bei etwa einsetzenden Entladungen angeordnete Drahtnetz D und die genau übereinanderstehenden Löcher von 4 mm Durchmesser in den Platten A, B und C in die Ionisationskammer I. Die Platten B und C waren mit luftdicht schließenden Metallfolien bedeckt, so daß der Raum oberhalb B evakuiert werden und in dem zwischen B und C befindlichen Raum der „Bremskammer" beliebige Drucke eingestellt werden konnten. Die Dicke der Folien und die Größe des Luftdruckes in der Bremskammer wurden so gewählt, daß die Strahlen nur ein kleines Stück in die Ionisationskammer I eindringen konnten. Wurde nun z. B. eine positive Spannung an den Präparathalter K gelegt, so mußten die Strahlen im Vakuum das auf die Platte A hingerichtete Feld durchlaufen, wurden beschleunigt und drangen daher etwas tiefer in die Ionisationskammer ein. Der Druck in der Bremskammer wurde dann so lange geändert, bis die Eintauchtiefe in die Ionisationskammer wieder die alte war. Der dieser Eintauchtiefe entsprechende Strom wurde durch die Aufladungsgeschwindigkeit eines Wulfschen Einfadenelektrometers gemessen. Aus der Differenz der Luftdrucke in der Bremskammer und dem bekannten Abstand zwischen den Platten B und C ließ sich dann die durch die Spannung hervorgerufene Reichweitenänderung leicht berechnen.

In den Platten A, B und C waren auf einer Fläche von 25 mm Durchmesser 19 Löcher von 4 mm Durchmesser gebohrt. Die Lochplatte B paßte in einen Ansatz des Rohres E und wurde dort nach Aufbringen einer Metallfolie festgekittet. P ist die nach den Pumpen führende Leitung; als solche dienten eine Gaedesche Quecksilberrotationspumpe in Verbindung mit einer Gaedeschen Kapselpumpe. Der Druck, der an einem Manometer nach Mc Leod abgelesen wurde, betrug 2—3 Zehntausendstel Millimeter.

Über den Rohransatz E konnte ein genau darüber passendes mit einem Flansch versehenes Rohr F gesetzt werden, in dem vorher die ebenfalls mit einer Metallfolie versehene Lochplatte C befestigt worden war. Ein zwischen der Messingplatte und dem Flansch liegender Gummiring Gu dichtete den Raum zwischen den Platten B und C gegen die Atmosphäre hin ab. Durch den Rohransatz M stand dieser dann noch mit einem Manometer und einer Druckregelvorrichtung in Verbindung. Einige geeignet gestaltete Klauen und Anschlagstifte sorgten dafür, daß der Abstand BC sich auch bei einem Wechseln des auf dem Gummiring liegenden äußeren Druckes nicht ändern konnte.

Dieser ganze Apparat war auf einem soliden eisernen Dreifuß so über dem Wulfschen Einfadenelektrometer befestigt, daß dessen entsprechend gestalteter Turmaufsatz N unter Zwischenschaltung eines Hartgummiringes L mit dem Rohransatz F verbunden war. Der in die Zuführungskammer P des Elektrometers eingesetzte Stift Q endete oben in einer Platte I. Der Raum zwischen der untersten Lochplatte C bzw. deren Folie, die durch eine Klingelfuß-Akkumulatorenbatterie auf ca. 160 Volt Spannung aufgeladen wurde und der Platte I bildete die Ionisationskammer.

Zur Erzeugung der für das Beschleunigungsfeld benötigten Spannung diente eine von einem Elektromotor angetriebene „Mercedes"-Influenzmaschine mit zwei rotierenden Hartgummiplatten; eine größere Leidener Flaschenbatterie gewährleistete in Verein mit in die Leitung eingeschalteten hohen Widerständen und Spitzennebenschluß ein konstantes Potential.

1) Für die Überlassung der benötigten Radium F-Präparate sind wir Herrn Prof. Giesel zu großem Dank verpflichtet.

Tabelle.

Sp. Volt	Druckdifferenzen der Einzelmessungen								Mittel	Mittl. Fehler
+ 21200	85,1	83,8	86,7	85,5	85,8	83,2	85,0	84,8	84,9	0,24
— 21200	83,5	83,4	84,8	84,8	85,4	85,7	85,3	84,2		

Die Messung der Hochspannung geschah durch ein mit Influenzierungsaufsatz versehenes 2-Fadenelektrometer nach Wulf, das mittels Hochspannungsaggregat, Präzisionswiderstand und Milliamperemeter geeicht war.

In der obigen Tabelle sind die auf 15° C und 760 mm Hg Druck bezogenen Druckdifferenzen, die sich bei den einzelnen Messungen ergaben, und der aus ihnen berechnete mittlere Fehler des Mittelwertes aufgeführt.

Da sich der Abstand zwischen den Platten B und C bei unmittelbarer Ausmessung[1]) zu 4,28 mm ergab, berechnet sich die durch eine Spannung von ± 21200 Volt hervorgerufene Reichweitenänderung in Luft von 15° C und 760 mm Druck zu 0,0478 cm bei einem mittleren Fehler des Mittelwertes von 0,0001 cm. Einer Spannung von 10000 Volt würde somit eine Reichweitenänderung von 0,0226 cm entsprechen.

Diese Meßresultate lassen sich nun zur Prüfung der auf Grund der Messungen anderer Beobachter aufgestellten Beziehungen zwischen Geschwindigkeit und Reichweite benutzen.

Die Wirkung des longitudinalen elektrischen Feldes auf die α-Strahlen besteht primär zweifellos in einer Geschwindigkeitsänderung. Sobald man daher einen Funktionalzusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Reichweite besitzt, kann man die entsprechende Reichweitenänderung berechnen[2]).

Die älteste hierfür bekannte Formel ist die Rutherfordsche[3]) $v = c\,(R + 1{,}25)$; diese liefert jedoch für 10000 Volt eine Reichweitenänderung von 0,0198, was eine weit außerhalb der Fehlergrenze der Messung liegende Abweichung von dieser bedeutet.

Dagegen ergibt sich bei Verwendung der Geigerschen Formel[4]) $v^3 = aR$ für die bei einer Spannung von 10000 Volt auftretende Reichweitenänderueg der Wert 0,0226, also der gleiche Wert, wie der von uns gemessene.

1) Dieser Abstand wurde durch Aufsetzen eines in einer Führung gleitenden Stiftes auf die obere und die untere Platte und Ablesen der Höhendifferenz durch ein Zeißsches Mikroskop mit Schlittenführung gemessen.

2) Die Rechnungen, von denen hier nur die Ergebnisse angegeben sind, findet man ebenso wie eine ausführlichere Beschreibung des experimentellen Teiles in der Freiburger Dissertation (1923) von H. Pychlau „Über die Einwirkung eines longitudinalen elektrischen Feldes auf α-Strahlen des Radium F".

3) Rutherford, Phil. Mag. (6) **12**, 134 u. 348, 1906.

4) Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 1910, S. 505.

Zusammenfassung.

Es wird eine Meßanordnung beschrieben, mit der die durch eine Spannung von 21200 Volt hervorgerufene Reichweitenänderung der α-Strahlen des Radium F mit großer Genauigkeit gemessen wurde. Die nach der Geigerschen Formel berechnete Reichweitenänderung stimmt mit dem gemessenen Wert völlig überein.

Das zu der Arbeit benutzte Einfadenelektrometer nach Wulf verdanken wir der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaft.

Freiburg i. Br., Physikal. Inst. d. Universität, 13. Juli 1923.

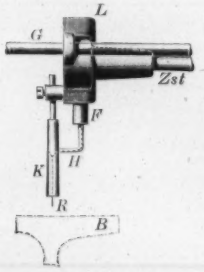
(Eingegangen 29. Oktober 1924.)

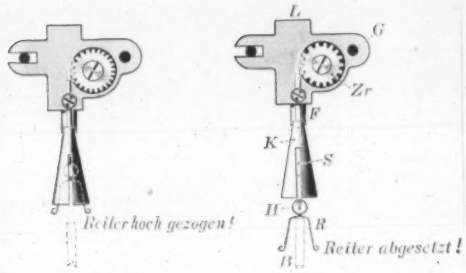
Über eine neue Reitersicherung für Analysen- und Präzisionswagen.

(Mitteilung aus den Sartoriuswerken, Göttingen.)

Bei Analysen- und Präzisionswagen hat sich bei Benutzung des Reiters der Übelstand bemerkbar gemacht, daß der Reiter bei Erschütterung oder bei schneller Verschiebung leicht herabfällt, oder wenigstens erst nach mehrmaligem Versuch auf den richtigen Skalenteil aufgesetzt werden kann. Diesen Nachteilen glauben wir durch die aus den untenstehenden Abbildungen ersichtliche sehr einfache Konstruktion abgeholfen zu haben.

An dem Körper L der Reiterverschiebung ist über dem Haken H noch ein Hohlkörper K angebracht, dessen Hohlraum annähernd der Form des Reiters entspricht. In einem Schlitz kann sich der Reiterhaken auf und ab bewegen, und es ist dadurch möglich, den Reiter in den Hohlraum des Körpers heraufzuziehen Da-





mit ist das Abfallen des Reiters selbst bei stoßweiser Bewegung der Reiterverschiebung unmöglich gemacht. Eine Drehung des Reiters ist ausgeschlossen, wodurch ein schiefes Aufsetzen deshalb vermieden wird; ebenso wird eine pendelnde Bewegung verhindert und dem Reiter von vornherein seine Richtung gewiesen, wodurch Fehlwägungen vermieden werden[1]).

1) Die Reitersicherung wird jetzt an allen neuen Sartoriuswagen angebracht; sie läßt sich auch an älteren Modellen nachträglich anbringen, sofern die Reiterverschiebungsform das gestattet.

(Eingegangen 3. November 1924.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 88. VERSAMMLUNG DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE IN INNSBRUCK[1]).

H. Pettersson und G. Kirsch (Wien), Über Atomzertrümmerung.

I. Methodik.

Von Hans Pettersson.

Ich werde hier zusammen mit Dr. Gerhard Kirsch einen kurzen Bericht ablegen über den Gang unsrer im Wiener Institut für Radiumforschung und im II. Physik. Institut der Universität seit etwa 2 Jahren, allerdings mit mehreren längeren Unterbrechungen ausgeführten Untersuchungen über Atomzertrümmerung. Ich werde dabei die Entwicklung einer neuen Methodik skizzieren und Dr. Kirsch überlassen, die bis jetzt gewonnenen Ergebnisse zu erläutern.

Einige kurze Bemerkungen über die Vorgeschichte dieses noch so jungen Forschungsgebietes dürften nicht unnötig sein. Die Frage von der Unzerstörbarkeit und von der Stabilität der Atome und die damit zusammenhängende Frage von der Möglichkeit einer Umwandlung der chemischen Elemente gehört ja zu den fundamentalsten Fragen der ganzen Materienforschung und ist durch Jahrhunderte der Gegenstand gewesen von viel Aberglauben, vielen Dogmen und, glücklicherweise von nicht wenig Häresie. Ich brauche kaum zu erinnern an die alte Proutsche Hypothese, daß der Wasserstoff der Urstoff aller anderen Elemente sei, welche, wie es schien, endgültig durch das Feststellen der exakten Atomgewichte erledigt wurde. Ebensowenig brauche ich an die schönen Untersuchungen von Fajans und Soddy über Isotopie zu erinnern oder an die später auf Basis dieser Vorstellungen folgenden Messungen mit dem Massenspektrographen von Aston, welche die Ganzzahligkeit von einer beträchtlichen Zahl der Atomgewichte darlegte und somit die Proutsche Hypothese wiederum plausibel machte.

Die Entdeckung der radioaktiven Phänomene brachte ja, richtig gedeutet den Beweis, daß wenigstens die schwersten Atome von beschränkter Stabilität sind und einem spontanen Zerfall unterliegen, brachte aber gleichzeitig Indizien für die gewaltigen Kräfte, welche die Stabilität der Atome aufrecht halten und bei ihrem Zerfall ins Spiel treten. Damit erschien aber anderseits die Möglichkeit, auf künstlichem Wege einen Atomzerfall zustandezubringen, außerordentlich fernliegend, schon wegen der relativen Machtlosigkeit der zur Verfügung stehenden physikalischen oder chemischen Hilfsmittel. Die Energiemenge, welche bei dem vollständigen Zerfall von 1 g Uran freigemacht wird, entspricht ja dem Hunderttausendfachen von der bei einer Explosion der gleich schweren Menge Knallgas entwickelten Wärme. Die Energie eines schnellen α-Teilchens von 7 cm Reichweite entspricht der kinetischen Energie der Atome in Helium bei einer phantastisch hohen Temperatur von 65 Milliarden Graden.

Der erste, welcher den richtigen Gedanken hatte diese enorm hochkonzentrierte Energie, welche bei dem radioaktiven Zerfall in der Gestalt von ausgeschleuderten α-Teilchen zutagetritt zum Hervorbringen eines künstlichen Zerfalls zu verwenden, war Sir William Ramsay. Seine Versuche, in mit Radiumemanation be-

1) Fortsetzung im nächsten Heft.

handelten Lösungen von Kupfer, Zirkon, Thor usw. sowie in reinem Wasser das Entstehen von anderen Elementen auf spektroskopischem Wege nachzuweisen, zeigten sich aber als nicht stichhaltig. In einer auf Ramsays Aufforderung 1912 geschriebenen und von ihm veröffentlichten Auseinandersetzung habe ich das Mißlingen dieser Versuche durch mangelnde Genauigkeit der verwendeten Beobachtungsmethoden zu erklären versucht unter Hervorhebung der schon damals bekannten Tatsache, daß die allergrößte Zahl der Zusammenstöße zwischen α-Teilchen und Atomen nur zu einem beinahe widerstandslosen Durchfliegen und einer Ionisation von den letzteren führt. Nur in außerordentlich seltenen Fällen wird ein undurchdringlicher Teil des Atoms, sein Kern, getroffen und nur bei diesen seltenen Kerntreffern wird eine der hohen Geschwindigkeit des α-Teilchens entsprechende Energieübertragung auf das Atom stattfinden. Ich sprach auch damals die Vermutung aus, daß eben bei diesen Ausnahmefällen der Kerntreffer zu einem Zerfall des getroffenen Atomkernes führen werde.

Daß diese Vermutung tatsächlich zutrifft, wurde dargelegt durch eine sieben Jahre später von Sir Ernest Rutherford ausgeführte experimentelle Untersuchung. Er benutzte dasselbe Angriffsmittel wie Ramsay, aber seine Beobachtungsmethode war der spektroskopischen unvergleichbar überlegen an Schärfe, indem er nach der Szintillationsmethode die individuellen Atomfragmente wahrnehmen konnte. Die hierzu benutzte Versuchsanordnung war außerordentlich einfach und ist in beinahe unverändertem Zustande während fünf Jahren für ähnliche Arbeiten im Cavendish-Laboratorium verwendet worden. Zuerst untersuchte er die Kollisionen zwischen schnellen α-Teilchen und Wasserstoffatomen. Es zeigte sich dabei, daß Wasserstoffkerne in einer Zahl von etwa 50 pro Million der ausgeschleuderten α-Teilchen in sehr rasche Bewegung versetzt werden, deren Geschwindigkeit sich nach den Stoßgesetzen als 60 Proz. höher als die der α-Teilchen berechnen läßt. In Übereinstimmung damit fand auch Rutherford, daß diese sogenannten natürlichen H-Teilchen eine Reichweite haben, die viermal so groß ist als die der α-Teilchen, also in Luft rund 30 cm. Die Szintillationen, welche diese H-Teilchen hervorrufen, sind bedeutend lichtschwächer als die von den α-Teilchen, ein Umstand, der ihre Beobachtung und Zählung bedeutend erschwert.

Mit reinem Stickstoff anstatt Wasserstoff erhielt Rutherford eine, allerdings viel kleinere Zahl ähnlicher Teilchen, deren Reichweite aber noch bedeutend größer war, bis über 40 cm in Luft. Kontrollversuche ließen keinen Zweifel übrig, daß diese Teilchen, deren Charakter von H-Partikeln er durch magnetische Ablenkungsversuche plausibel machen konnte, tatsächlich ausgesprengte Fragmente aus den getroffenen Stickstoffkernen sind. Der erste künstliche Atomzerfall war damit vollbracht und die Proutsche Hypothese von dem Wasserstoff als Urbaustein der anderen Elemente, wenigstens bei Stickstoff, bestätigt. Später hat Rutherford zusammen mit seinem Mitarbeiter Chadwick aus weiteren fünf Elementen Wasserstoffkerne erhalten von wechselnder Reichweite, welche in sämtlichen Fällen die der natürlichen H-Teilchen übersteigen. Letztere Reichweite bildete tatsächlich bei diesen Arbeiten eine untere Grenze für die Reichweite der sicher feststellbaren Atomfragmente, wegen der Schwierigkeit Wasserstoff, entweder frei oder in Verbindungen, als Verunreinigung vollständig auszuschließen.

Meine eigene Arbeit im Radium-Institut und im II. Physikalischen Institut, deren Leitung ich das größte Entgegenkommen verdanke, fing an mit der Entwicklung einer, ursprünglich für andere Zwecke beabsichtigten Methode zur Erzeugung möglichst starker Präparate von Radium C. Diese Methode, welche ich sodann in Zusammenarbeit mit Dr. Kirsch, später auch mit einer Reihe von anderen Mitarbeitern für Versuche über Atomzertrümmerung benutzte, hat sich als sehr anpassungsfähig erwiesen und erlaubt, Präparate von sehr hoher Stärke und beinahe jeder erwünschten Form bequem zu erhalten.

Früher erzeugte man Radium C dadurch, daß man den zu aktivierenden Körper bei einem negativen Potential von ein paar hundert Volt in einen Emanationsbehälter brachte. Der gebildete aktive Niederschlag, von dem Feld einigermaßen auf den Körper angereichert, gab eine relativ kleine Ausbeute. Nach der neuen Methode wird die verfügbare Menge Emanation durch Abkühlung mit flüssiger Luft gezwungen, sich beinahe quantitativ auf die zu aktivierende Oberfläche zu kondensieren. Der größte Teil der entstandenen Rückstoßatome wird dann auf die Oberfläche abgesetzt oder vielmehr durch Rückstoßwirkung in dem Material eingehämmert, was für die feste Adhäsion des Niederschlages an die Strahlungsquelle sehr günstig wirkt. Es gelingt nach dieser Methode beispielsweise Radium-C-Präparate von mehreren hundert Millicuries Anfangsstärke zu erzeugen auf Scheibchen von etwa 1 qcm Oberfläche, und auch auf konischen Spitzen von 1 mm dicken Platindrähten bis 25 Millicuries RaC anzubringen[1]).

1) Für Einzelheiten über diese Methode sowie über die im Folgenden zu beschreibenden Methoden siehe Mitteil. Rad.-Inst. Nr. 155, 160, 163 u. 166—169.

Ehe wir dieses Kondensationsverfahren ausnützten, machten wir Versuche mit Emanation plus ihren Folgeprodukten als Strahlungsquelle. Radium-*C*-Präparate haben bekanntlich den Nachteil, relativ schnell an Stärke abzunehmen, halbieren sich in etwa einer halben Stunde, während ja für Emanation selbst die Halbierungszeit 3,8 Tage beträgt. Auch während langwieriger Messungen hält sich darum die aus einem mit Emanation beschickten „Atomzertrümmerungsgefäß" austretende Strahlung nahezu konstant an Stärke. Unsere ersten Versuche machten wir mit dünnwandigen Glaskapillaren, welche mit trockener Emanation gefüllt, über einen Teil ihrer Innenwand mit der zu untersuchenden Substanz ausgekleidet waren; ein Teil war unbedeckt für Kontrollversuche. Solche Kapillaren von der Länge 20 mm, dem Außendurchmesser 1 mm und mit 5 bis 20 Millicuries Emanation beschickt, haben abgesehen von ihrer konstanten Aktivität den Vorteil ihrer kleinen Dimension, bieten eine beinahe lineare Strahlungsquelle und können dazu unter solchen Bedingungen beschickt werden, daß jede wasserstoffhaltige Verunreinigung praktisch ausgeschlossen ist, damit auch die Gefahr von natürlichen *H*-Teilchen, die Hauptfehlerquelle bei Arbeiten nach der älteren Methodik. Über die mit ähnlichen Kapillaren gewonnenen Resultate wird Dr. Kirsch im Zusammenhang berichten. Hier brauche ich nur zu erwähnen, daß sich das Material der Kapillarwände selbst als zertrümmerbar erwies, sogar mit Kapillaren aus Quarz, wobei wir die Zertrümmerbarkeit von Silizium zum erstenmal feststellen konnten. Deshalb haben wir die Methodik unter Beibehaltung von Emanation als Strahlungsquelle folgendermaßen abgeändert.

In einem schmalen Streifen von Messingblech (später haben wir den Apparat aus Gold machen lassen) wird ein 2 mm breiter und 45 mm langer Schlitz ausgesägt, dessen obere Öffnung mit einem Deckel, die untere mit einer dünnen Kupferfolie hermetisch verschlossen wird. Durch vertikale, nicht ganz zum Deckel hinauf ragende Scheidewände wird das Gefäß in vier je 10 mm lange Abteilungen eingeteilt nebst einer kurzen Vorkammer. Auf die Kupferfolie in drei von diesen Abteilungen werden möglichst gleichmäßig sehr dünne Schichten von den zu untersuchenden Substanzen verteilt, eine Abteilung wird immer frei gelassen für Kontrolle mit dem bloßen Kupfer. Der Apparat wird sorgfältig getrocknet, zuletzt durch längeres Durchleiten von warmem Sauerstoff. Um den fertig beschickten Apparat mit stark konzentrierter Emanation zu füllen, wird letztere in einer zugeschmolzenen Glaspatrone eingeschlossen und diese unter einem quecksilbergedichteten Stempel zerquetscht in einem mit dem Gefäß verbundenen Patronenlager, wobei die Emanation in die vier Kammern eingetrieben wird. Sodann wird eine Zinnkapillare am entgegengesetzten Ende des Apparates zugequetscht und abgelötet; wonach die Emanation in diesem kleinen Atomzertrümmerungsgefäß hermetisch abgeschlossen verbleibt. Durch den Boden aus Kupferfolie, deren Absorptionsfähigkeit für α-Strahlen etwa 4 cm Luft gleichkommt, treten die Atomfragmente nach unten aus und werden nach der Szintillationsmethode gezählt und durch Einschalten von Absorptionsschirmen mit bekanntem durch direkte Eichung bestimmten Absorptionsvermögen auf ihre Reichweite untersucht. Die aus der unbelegten Abteilung austretenden Teilchen, welche viel seltener waren, wurden als Kontrolle gezählt. Dieser Apparat erlaubt die Grenze der Reichweite noch untersuchbarer Atomfragmente auf 10 bis 12 cm herabzusetzen, bedeutet also einen wesentlichen Fortschritt gegenüber der früheren Methodik. Die Komplikationen seitens natürlicher *H*-Teilchen ist größtenteils vermieden und jedenfalls durch die Kontrollversuche ohne Substanz vollständig auszuschalten. Ein von der Seite einiger Cambridger Forscher gemachter Einwand, daß eine von der Strahlungsquelle selbst stammende Primärstrahlung bei unsrer Versuchsanordnung in dem untersuchten Meßbereich mitgespielt hätte, wurde durch zwei Spezialuntersuchungen, über die Dr. Kirsch sprechen wird, erledigt. Allerdings bedeutet die Primärstrahlung eine bei der Reichweite der α-Teilchen aus Radium *C* einsetzende Komplikation, die ein weiteres Vordringen der Beobachtung gegen noch kürzere Reichweiten anscheinend aussichtslos machte. Wir sind aber auf Grund der später zu erwähnenden Explosionshypothese für den Mechanismus der Atomzertrümmerung auf eine ganz neue Methodik gekommen, wodurch wir das Gebiet der beobachtbaren Atomfragmente weit innerhalb dieser Grenze ausgedehnt haben. Es fliegen nämlich nach dieser Auffassung die Fragmente nach allen Richtungen aus, also auch senkrecht zur Richtung der inzidenten α-Strahlung. Nach dieser Richtung fliegen aber sehr wenige von den Primärteilchen, d. h. nur solche, welche eine entsprechend große Ablenkung bei etwas exzentrischen Kerntreffern erlitten haben. Die Zahl derartiger Primärteilchen ist bei Kerntreffern an den leichteren Atomen besonders klein und dazu ist noch ihre Reichweite stark herabgesetzt, gegen Lithiumkerne sogar auf nur 1,5 cm. Man ist also imstande, bis zu dieser Grenze herab und tatsächlich auch etwas innerhalb derselben die Atomfragmente von ähnlichen leichten Kernen zu beobachten.

Um die Ausbeute an Atomfragmenten, welche bei unserem ersten nach dieser Methode gebauten Apparat sehr klein ausfiel, möglichst zu erhöhen, wurde bei einer abgeänderten Konstruktion die Primärstrahlung aus dem Radium *C* ringförmig ausgenützt, indem die aktivierte Scheibe in der oberen Öffnung eines innen mit der zu untersuchenden Substanz ausgekleideten Hohlkonus angebracht wurde und die von dem Hohlkonus nach einem symmetrisch zur Strahlungsquelle gestellten Zinksulfidschirm austretenden Atomfragmente gezählt wurden. Die Ausbeute bei dieser Anordnung ist relativ groß und erlaubt die Verwendung auch von schwachen *RaC*-Präparaten. Anderseits erfordert die Anordnung eine relativ sehr große Fläche von der zu bestrahlenden Substanz und ist außerdem nicht geeignet für die sehr wichtige Untersuchung der Fragmente, welche unter mehr als 90° Winkel zur Primärstrahlung austreten, die retrograden Teilchen.

Wir haben deshalb die Anordnung folgendermaßen verändert. Das Präparat hat die Gestalt eines kleinen Ringes aus dünnem Kupferblech auf einer Seite mit *RaC* aktiviert. Die davon austretenden α-Teilchen fallen auf die zu untersuchende Substanz, welche durch Drehen eines in der Apparatwand eingeschliffenen Stöpsels gegen eine andere, parallel zu untersuchende Substanz ausgetauscht werden kann. Die nach unten ausfliegenden Teilchen fallen durch einen Verschlußglimmer auf einen *ZnS*-Schirm, der durch Zwischenlagen von Blei gegen die α-Strahlung vom Präparat geschützt ist. Um die Reichweite der erzeugten Teilchen bestimmen zu können, werden zwischen Verschlußfolie und Schirm absorbierende Glimmerblätter eingeschoben. Mit reinem Helium im Apparat erreicht man, daß die Primärstrahlung sowohl als die Sekundärstrahlung einer minimalen Absorption unterliegt und vermeidet außerdem jede Komplikation seitens in der Gasfüllung erzeugter sekundären Teilchen. Bei Atmosphärendruck kann man mit diesem Apparat Teilchen von einer Reichweite, welche etwa 11 mm gleichkommt, noch beobachten und von dieser Absorption kommt der größte Teil auf den Verschlußglimmer und die äußere Luftstrecke zwischen letzterem und dem *ZnS*-Schirm.

Um die untere Grenze der Reichweite noch beobachtbarer Teilchen weiter herabzusetzen und um die retrograd ausfliegenden Teilchen bequemer untersuchen zu können, wird in der letzten Ausführungsform dieses Apparats die variable Glimmerabsorption ins Innere des Apparates verlegt und mit direkt an die Apparatwand angekittetem Schirm beobachtet. Um eine möglicherweise auf der Substanz selbst auftretende radioaktive Verseuchung, der Strahlungsquelle durch Aggregatrückstoß entstammend, zu verhüten bzw. ihr Vorhandensein feststellen zu können, kann die Strahlungsquelle mittels einer von außen zu betätigenden gut abschließenden Blende abgetrennt werden. Man erreicht mit dieser Anordnung eine minimale Absorption im Wege der Sekundärstrahlung von nur etwa 3 mm Luftäquivalent mit *He* von Atmosphärendruck im Apparat. Bei verkleinertem Druck kann die Absorption auf einen Bruchteil eines Millimeters herabgesetzt werden, die Wahrnehmung von möglicherweise auftretenden Atomfragmenten so kleiner Reichweite wird aber eine andere Beobachtungsmethode, z. B. die elektrische Zählkammer, erfordern.

Nachdem wir die rechtwinkelige Methode schon in mehreren Vorträgen beschrieben hatten, haben Rutherford und Chadwick über Versuche nach einer im Prinzip sehr ähnlichen Methode in einem Brief an die Nature berichtet und damit einige der von uns früher gewonnenen Resultate bestätigt gefunden. Allerdings scheinen sie bei diesen Versuchen keine Fragmente von weniger als 7 cm Reichweite beobachtet zu haben.

Ich habe in kurzen Zügen den Gang unserer die Methodik entwickelnden Arbeit angedeutet, deren Hauptergebnis sich so zusammenfassen läßt. Wir haben uns vor allem bemüht, den Bereich von beobachtbaren Atomfragmenten immer mehr zu erweitern durch Herabsetzen der unteren Grenze ihrer Reichweite. Beim Anfang unsrer Arbeit war diese Grenze in den meisten Fällen durch die Reichweite der natürlichen *H*-Teilchen bei etwa 30 cm markiert. Durch die Methode der Kapillaren und des Atomzertrümmerungsgefäßes konnten wir die Grenze bis auf etwa 10 cm herabsetzen und durch die Entwicklung der rechtwinkligen Methode gelang es uns auch innerhalb der von Primärstrahlung aus *RaC* bezeichneten Grenze von 7 cm zu kommen, wobei jede Komplikation durch die abgelenkten Primärteilchen bei den leichteren Elementen bis auf einige Zentimeter herab vermeidbar ist. Schließlich haben wir durch Arbeiten mit ringförmigen Präparaten und in reinem Helium es für möglich gefunden, die beinahe retrograd ausfliegenden Teilchen zu studieren bei Reichweiten von nur einigen Millimetern. Nebenbei hat uns die Kondensationsmethode in verschiedenen Entwicklungsformen ermöglicht, *RaC*-Präparate von beliebiger Form und Stärke herzustellen und die später zu erwähnende Methode des Photometrierens von Szintillationen erlaubt uns den Charakter der beobachteten Partikeln, ob *H*- oder α-Teilchen, in einfachster Weise festzustellen. Über einige bis jetzt mit diesen Methoden erreichte Resul-

tate wird Dr. Kirsch jetzt im Zusammenhang berichten.

II. Ergebnisse.

Von Gerhard Kirsch.

Mit der schon erwähnten Methode der emanationsbeschickten Kapillaren haben wir zunächst einige Elemente auf weitreichende *H*-Teilchen geprüft und zwar solche, welche nicht von Rutherford und Chadwick geprüft worden sind, nämlich reinstes Scandium als Oxyd, das uns von Prof. R. J. Meyer in Berlin freundlichst zur Verfügung gestellt wurde, Vanadium und Kobalt, auch als reine Oxyde und Arsen als Metallspiegel. Wir haben diese Elemente ausgewählt, weil sie die nächsten in dem periodischen System sind, welche sich den von Rutherford und Chadwick zuerst zertrümmerten Elementen anschließen. Das Ergebnis war, daß bis zu einem Minimum der Absorption von etwa 15 bis 20 cm herab, von dem Absorptionsvermögen der Kapillarenwand bestimmt, die Zahl der beobachteten, möglicherweise als Atomtrümmer aufzufassenden Teilchen höchstens einige pro 100 Millionen normaler α-Teilchen aus *RaC* beträgt. Da Zahlen von der gleichen Größenordnung auch mit den substanzfreien Teilen derselben Kapillaren erhalten wurden, dürfte man schließen, daß aus den betreffenden vier Elementen keine über die angegebene Grenze hinaus reichenden Atomfragmente ausgesprengt werden können. Die angegebene sehr kleine Zahl der tatsächlich beobachteten Teilchen entspricht nur ein paar Prozent von den z. B. bei Aluminium auftretenden Atomtrümmern gleicher Reichweite, was wiederum beweist, wie vollkommen die Kapillarenmethode betreffs Vermeidung von natürlichen *H*-Teilchen ist.

Mit einer von diesen Quarzkapillaren, deren substanzfreier Teil außergewöhnlich dünn war, machten wir die überraschende Beobachtung, daß bei einer Totalabsorption von etwa 11 cm Luftäquivalent eine relativ beträchtliche Zahl von Szintillationen ausgesprochenen *H*-Charakters kamen. Da ihre Herkunft aus Wasserstoff ausgeschlossen war durch die Versuchsbedingungen (dazu betrug ihre maximale Reichweite nur etwa die Hälfte von der der natürlichen *H*-Teilchen), und da Sauerstoff nach früherem Befunde gar keine ähnliche Zahl von *H*-Teilchen oder anderen Atomtrümmern von mehr als 10 cm Reichweite gibt, so mußten wir schließen, daß die beobachteten Teilchen aus den Siliziumatomen in der Kapillare stammen und also Fragmente gesprengter *Si*-Kerne sind.

Damit war allerdings die weitere Arbeit mit siliziumhaltigen Substanzen als Unterlage ausgeschlossen, also auch mit Emationsbehältern aus Quarz. Wir sahen uns deshalb genötigt, den schon beschriebenen Atomzertrümmerungsapparat zu konstruieren, wo die zu untersuchenden Substanzen auf eine Kupferfolie von etwa 12 μ Dicke in sehr dünnen, möglichst gleichförmigen Schichten ausgebreitet lagen und zwar in der einen von den vier Abteilungen des Apparates Beryllium als reines Oxyd, in einer anderen Magnesium, auch als Oxyd, und in der dritten Abteilung Silizium als Element, währenddem in der vierten Abteilung die Kupferfolie im Apparat frei blieb für Kontrollversuche. Auch aus dieser substanzfreien Abteilung wurden einige Partikel beobachtet. Diese sind wahrscheinlich natürliche *H*-Teilchen, welche von restlichen Spuren von in der Kupferfolie okkludiertem Wasserstoff herrühren. Eine theoretisch bestimmte Absorptionskurve für solche *H*-Teilchen aus in der Folie gleichmäßig verteiltem Wasserstoff stimmte sichtlich gut mit der beobachteten Kurve für die leere Abteilung überein. Die Abweichungen der Kurven für die Teilchen aus den anderen, mit Substanz beschickten Abteilungen, von der Kurve für die leere Abteilung sind sehr beträchtlich und beginnen, von den höheren Absorptionswerten aus gerechnet, bei 18 cm für *Be*, bei 14 cm für *Mg* und bei 13 cm für *Si*. Hieraus ergeben sich unter Berücksichtigung der Absorption in den Substanzen selbst, die bei obigen Zahlen nicht mitgerechnet sind, die maximalen Reichweiten der Sekundärteilchen aus *Be* zu ca. 20 cm, aus *Mg* zu 16 cm und aus *Si* zu 15 cm. Ein genaueres Feststellen dieser Reichweiten als bis auf ein paar Zentimeter ist bei ähnlichen Szintillationszählungen kaum möglich.

Mit diesem Resultat, das später durch andere Messungen bestätigt worden ist, war erwiesen, daß auch andere Elemente als die sechs zuerst von Rutherford und Chadwick gesprengten tatsächlich zertrümmerbar sind unter Abgabe von *H*-Teilchen. Wir äußerten sogleich die Vermutung, daß das Vorkommen eines abtrennbaren *H*-Teilchens als Baustein in den verschiedenen Atomkernen überhaupt viel gewöhnlicher sein dürfte als man bisher geglaubt hatte. Diese unsre Vermutung ist später, sowohl durch unsre eigenen Untersuchungen als auch durch solche von Rutherford und Chadwick vollkommen bestätigt worden. Wenn man Wasserstoff und Helium ausnimmt, bleibt von den ersten 20 Elementen des periodischen Systems nur Sauerstoff übrig, woraus bis jetzt nicht mit einiger Sicherheit *H*-Teilchen erhalten worden sind. Die Vermutung, daß Zertrümmerbarkeit eine allgemeine Eigenschaft sämtlicher, also auch der schweren, Atome ist, lag nahe. Ob sie auch bei allen beobachtbar gemacht

werden kann, muß allerdings von der Möglichkeit abhängen, Atomfragmente von der allerkürzesten Reichweite wahrzunehmen. Mein Kollege hat schon den Entwicklungsgang unsrer Arbeiten nach dieser Richtung hin beschrieben, wodurch wir jetzt in der Lage sind solche Atomtrümmer, deren Reichweite nur einige Millimeter übersteigt, zu beobachten und zu zählen.

Ehe ich zu den noch nicht sehr umfangreichen Resultaten übergehe, welche wir nach dieser erst kürzlich fertig gebrachten Methodik schon gewonnen haben, muß ich mit einigen Worten eine Kontroverse erwähnen, die wir mit zwei Cambridger Physikern, Schülern von Rutherford, gehabt haben.

Gleich nach dem Erscheinen unsres ersten Briefes an die Nature, worin wir über die Zertrümmerung von drei neuen Elementen berichteten, erschien eine Antwort von den Herren Baters und Rogers, mit der Angabe, daß sie aus Radium C nicht weniger als 4 verschiedene Teilchengattungen größerer Reichweite als die normale gefunden hätten, nämlich drei Arten von α-Teilchen von den Reichweiten 9,3, 11,2 und 13,3 cm und dazu noch eine relativ beträchtliche Zahl von H-Teilchen noch größerer Reichweite. Sie sprachen die Vermutung aus, daß die von uns als Atomtrümmer aus Be, Mg und Si gedeuteten Teilchen tatsächlich identisch wären mit einigen von diesen neugefundenen Teilchen aus der Strahlungsquelle selbst, d. h. daß sie primären und nicht sekundären Ursprungs wären.

Gegen diese Vermutung konnten wir sofort erwidern, daß eine Verwechslung von H-Szintillationen mit α-Teilchen-Szintillationen, wie diese Vermutung voraussetzt, unwahrscheinlich ist wegen des beträchtlichen Unterschiedes an Lichtstärke. Später hat einer von uns zusammen mit Frau Dr. Kara-Michailova (die über dieses Thema selbst vortragen wird) eine Methode zum quantitativen Vergleich der Helligkeit verschiedener Szintillationen entwickelt. Durch Messungen nach dieser Methode ist es festgestellt worden, daß die Partikeln aus Silizium Szintillationen geben, deren relative Helligkeit, auf Szintillationen von Polonium-α-Partikeln bezogen, binnen der Messungsfehler übereinstimmt mit der Helligkeit der Szintillationen der natürlichen H-Partikeln. Daß die aus Silizium ausgesprengten Partikeln tatsächlich H-Kerne sind, erscheint in einfachster Weise bewiesen. Da außerdem das Verhältnis an Flächenhelligkeit zwischen Szintillationen von H- und α-Teilchen nahezu 1 : 3 beträgt und dazu die letztere eine bedeutend größere Ausdehnung haben, ist die Zumutung, daß wir bei unsren Versuchen α-Teilchen für H-Teilchen genommen haben, hinfällig.

Abgesehen von dem theoretischen Interesse hätte aber das von den Herren Bates und Rogers angenommene Vorkommen von ähnlichen weitreichenden Primärteilchen, sowohl der längeren α-Teilchen als auch besonders der H-Teilchen, eine Bedeutung für die weitere Arbeit über Atomzertrümmerung und würde eine notwendigerweise zu berücksichtigende Fehlerquelle ausmachen für alle weiteren Untersuchungen nach der direkten Methode.

Frau Dagmar Pettersson hat es übernommen, die Frage über diese weitreichenden Teilchen besonders aus diesem Gesichtspunkt näher zu studieren und hat es auch getan unter Verwendung von dünnen Folien aus Gold oder aus Kupfer, um die normalen α-Teilchen von 7 cm Reichweite zu bremsen. Bei der von den Engländern benutzten Versuchsanordnung geraten sie ungebremst in Luft oder in Glimmerblätter, wobei also eine ausgesprochene Gefahr besteht für die Erzeugung von Partikeln sekundärer Art, seien es Trümmer aus gesprengten Atomen oder natürlichen H-Teilchen aus wasserstoffhaltigen Verunreinigungen. Folien aus Kupfer und besonders aus Gold scheinen ein Minimum ähnlicher Gefahr zu bieten, haben allerdings anderseits auch den Nachteil, eine inhomogene Dicke zu besitzen. Mit Goldfolien gelang es darum nur, diese Prüfung auf eine minimale Reichweite von etwa 11 cm auszudehnen, wobei die gefundene Zahl der Teilchen nur einen kleinen Bruchteil der von Bates und Rogers angegebenen Zahlen entsprach. Das vollständige Fehlen von erstens weitreichenden H-Teilchen, zweitens der 13,3 cm α-Teilchen war damit erwiesen. Einige abschließende Versuche mit dünner Kupferfolie schienen dieses negative Ergebnis auch weiter auszudehnen, so daß es als festgestellt erscheint, daß auch die zweite Gruppe der weitreichenden α-Teilchen von 11,2 cm Reichweite fehlt. Bei noch kleineren Absorptionen war das Ergebnis weniger eindeutig als bei den weitergehenden Teilchengruppen, schon weil Kupferfolie nicht in demselben Grad als Gold von okkludiertem Wasserstoff befreit werden kann, so daß immer eine wenn auch kleine Zahl von natürlichen H-Teilchen mit auftritt, deren Unterscheidung von den eben am Ende ihrer Reichweite befindlichen α-Teilchen recht schwierig sein kann.

Jedenfalls war das Resultat dieser Untersuchung ausschlaggebend in der von uns erwarteten Richtung, indem die beiden Gruppen der weitreichenden Teilchen aus RaC, welche möglicherweise bei unsren Zertrümmerungsversuchen mitgespielt haben könnten, nämlich die weitreichenden H-Teilchen und die 13,3 cm α-Teilchen als gänzlich fehlend bewiesen wurden.

Dies ist seither auch das Resultat von einer soeben erschienenen ausführlichen Untersuchung von Rutherford und Chadwick, wo die Frage der weitreichenden Teilchen aus *RaC* diskutiert wird. Auf Grund von Versuchen nach mehreren Methoden wird aber behauptet, daß die 9,3 cm α-Teilchen-Gruppe tatsächlich vorhanden sein soll, allerdings in einer Zahl, die nur etwa $^2/_3$ von der von Bates und Rogers gefundenen ist. Auch von der 11,2-Gruppe wird behauptet, daß sie real ist, aber da ist die Reduktion an Zahl noch kräftiger, auf die Hälfte der angegebenen, etwa 5 Teilchen pro Million sollen eine Reichweite zwischen 9,3 und 11,5 cm haben. Die 13,3 cm α-Teilchen existieren überhaupt nicht, und von weitreichenden *H*-Teilchen aus der Strahlungsquelle selbst ist weiter keine Rede.

Die Existenz der beiden kürzeren Gruppen von α-Teilchen aus dem *RaC* hat für die Richtigkeit unsrer schon erwähnten Resultate keine Bedeutung, da sie nicht innerhalb des für die betreffenden Zählungen zugänglichen Bereiches an Reichweite fallen. Dagegen hat es selbstverständlich erhebliches Interesse allgemeiner Art, festzustellen, ob tatsächlich ähnliche Partikelgattungen bei einem noch unbekannten Zerfalle von *RaC* erzeugt werden. Abgesehen von den Resultaten der soeben erwähnten Untersuchung, deren absolute Beweiskraft in eben diesem Messungsbereich jedenfalls diskutiert werden kann, haben wir uns eine abweichende Meinung über ihre Herkunft gebildet, gestützt auf Messungen über die Zahl von weitreichenden α-Teilchen in Sauerstoff und Stickstoff. Die Zahl der α-Teilchen in den beiden Gasen ist ausgesprochen verschieden, nur etwa $^3/_4$ von der Zahl in Sauerstoff wird mit Stickstoff erhalten, und die Gestalt der Absorptionskurven ist auch nicht dieselbe. Die Untersuchungen über die Herkunft dieser Teilchen, für welche früher schon zwei andere Erklärungsversuche von seiten Rutherfords gemacht wurden, werden im Radium-Institut weiter geführt.

Ich werde nun in größter Kürze etwas über die Arbeiten nach der rechtwinkeligen Methode erwähnen. Schon am Anfang dieses Jahres wurde diese Methode von uns ersonnen und in verschiedenen Ausführungsformen versucht, und wir konnten dabei als erstes Resultat feststellen, daß auch Kohlenstoff, und zwar sowohl in Paraffin, als reinster Graphit und als pulverisierter Diamant *H*-Teilchen abgibt, welche rechtwinkelig zu der primären α-Strahlung eine maximale Reichweite von etwa 6 cm haben. Gleichzeitig fanden wir, daß auch von Beryllium und von Silizium unter demselben Winkel *H*-Teilchen austreten und zwar mit den ungefähren Reichweiten, von *Be* 9 cm und von *Si* 11 cm. Die letzterwähnten beiden Elemente senden ja, unsrem früheren Befunde nach, auch nach vorn *H*-Teilchen aus, *Be* solche von 20 cm Reichweite, *Si* von 15 cm Reichweite. Es fällt auf, daß das leichtere von den beiden Elementen nach vorn eine ausgesprochen größere, nach 90° eine kürzere Reichweite gibt als das schwerere, aber dieses Resultat steht in bestem Einklang mit der von uns behaupteten Explosionshypothese, welche wir aus Mangel an Zeit hier unerwähnt lassen müssen. Nachdem wir schon mehrmals in öffentlichen Vorträgen die von uns ersonnene rechtwinkelige Methode erwähnt hatten, brachte ein Brief von Rutherford und Chadwick an die Nature, 29. März 1924, die Nachricht, daß auch in Cambridge nach einer ähnlichen Methode gearbeitet wurde. Die mitgeteilten Ergebnisse bestätigten die von uns gefundene Tatsache, daß *Mg* und *Si* wirklich zertrümmerbar sind, und fügten noch dazu fünf andere zertrümmerbare Elemente, unter diesen auch Schwefel, also ein unzweifelhafter *He*-Multipel oder richtiger ein isotopenloses Element von dem Atomgewichtstypus $4 \cdot n$. Allerdings war die minimale Reichweite der untersuchbaren Atomfragmente bei diesen Zertrümmerungsversuchen angeblich 7 cm, was erklärt, warum sowohl von Kohlenstoff keine *H*-Teilchen gefunden wurden als auch daß mit *Be* das Resultat nicht eindeutig ausfiel.

Die Methode der Untersuchung von beinahe retrograden Partikeln, welche also in entgegengesetzter Richtung zu der der einfallenden α-Teilchen ausfliegen, nach welcher wir jetzt hauptsächlich arbeiten, erlaubt uns eine Frage von der allergrößten Bedeutung zu untersuchen, nämlich das Schicksal der die Zertrümmerung bewirkenden α-Teilchen. Die von ihnen, welche nach rückwärts fliegen, müssen ja notwendigerweise ein Maximum von Stoßimpuls auf den getroffenen Atomkern übertragen haben. Die Frage ist, prallen sie tatsächlich zurück? Nach unseren allerletzten, noch nicht abgeschlossenen Untersuchungen erscheint es, als ob dies nicht der Fall wäre, jedenfalls nicht bei Aluminium. Man gewinnt den Eindruck, als ob der Stoß unelastisch wäre, vielleicht sogar das α-Teilchen im zentral getroffenen Kern feststecken bliebe und sekundär eine weitere Instabilität veranlasse. Es muß aber betont werden, daß dies Ergebnis noch nicht als endgültig festgestellt angesehen werden darf. Aber er steht gewissermaßen im Einklang mit einigen im Cavendish-Laboratorium neulich gewonnenen Resultate von Bieler über die Zerstreuung der α-Teilchen über großen Winkel bei Aluminium und Magnesium, welche Resultate allerdings von ihm nach anderer Richtung als von uns gedeutet werden. Nach unsren Anschauungen ließe sich eine derartige

Synthese eines Atomkernes mit einem α-Teilchen durch einen zentralen Kerntreffer wohl erklären, ohne auf eine Zeichenumkehr im Coulombschen Gesetz zu deuten. Es muß in dieser Beziehung zu allerletzt betont werden, daß wir das Ziel unsrer Untersuchungen nicht auf das sozusagen nuklearchemische beschränken wollen: welche Grundstoffe sind zertrümmerbar und woraus bestehen ihre Trümmer?, sondern auch das nuklearphysische im Auge behalten werden muß, nämlich: welches sind die Kräfte, welche die Stabilität des Atomkernes aufrecht halten und wie werden sie bei der Kernzertrümmerung überwunden. Der Beantwortung dieser beiden Fragen näher zu kommen, ist der Zweck, zu welchem wir und unsre Mitarbeiter die hier beschriebenen methodischen Hilfsmittel weiter verwenden werden.

Elisabeth Kara-Michailova (Wien), Quantitative optische Unterscheidung von α- und H-Teilchen.

Die Unterscheidung von H- und α-Teilchen geschah bis jetzt nach der Szintillationsmethode, und zwar auf Grund des Helligkeitsunterschiedes beider Szintillationsgattungen. Schon in den ersten Arbeiten über H-Strahlen wird darauf hingewiesen und die Helligkeit einer H-Szintillation mit derjenigen einer α-Partikel mehrere Millimeter vor dem Ende ihrer Bahn verglichen[1]). Die von G. Kirsch und H. Pettersson[2]) gefundenen Strahlen aus *Be*, *Mg* und *Si* wurden ebenfalls auf Grund ihrer schwachen Szintillationen als H-Strahlen angesprochen. Dieses Resultat wurde aber angezweifelt[3]) unter der Behauptung, daß H-Teilchen mit weitreichenden α-Teilchen aus der Strahlenquelle selbst verwechselt worden seien. Es schien daher wünschenswert, den Helligkeitsunterschied der Szintillationen von H- und α-Strahlen bestimmter Restreichweite einem quantitativen Vergleich zu unterwerfen, insbesondere da ja auch α-Strahlen gegen Ende ihrer Reichweite nur mehr schwache Szintillationen erzeugen.

H. Pettersson und ich stellten uns daher die Aufgabe:

1. Den Helligkeitsunterschied von Szintillationen natürlicher H-Strahlen, später auch von Atomtrümmern einerseits, und solchen von α-Strahlen bekannter Restreichweite anderseits zu bestimmen.
2. Den Bereich, in welchem der Helligkeitsabfall von α Szintillationen stattfindet, näher zu untersuchen.

Die Versuchsanordnung bestand aus einem von C. Reichert in Wien bezogenen Vergleichsokular in Verbindung mit zwei Holoscopicobjektiven ($f = 16$ mm, $n \cdot a = 0{,}45$) von Watson in London. Oberhalb der Objektive war der Tubus durchschnitten, so daß Graugläser eingeschoben werden konnten. Ihre Absorption war spektrophotometrisch für eine mittere Wellenlänge von 520 $\mu\mu$ bestimmt. Unter jedem Objektiv befand sich ein Zinksulfidschirm. Das Zinksulfid war von der Firma Kunheim in Berlin bezogen und gab sehr schöne Szintillationen. Als H-Strahlen liefernde Präparate wurden verwendet: eine innen mit Paraffin bedeckte und mit *Ra-Em* gefüllte Glaskapillare; ein mit Wasserstoff und *Ra-Em* gefülltes Metallröhrchen, welches an einem Ende mit einer ca. 12 μ dicken Kupferfolie verschlossen war; zwei mit *Ra-Em* gefüllte Kapillaren aus Quarz und ein Quarzdünnschliff in Verbindung mit einem starken *Ra C*-Präparat. Die beiden ersten Präparate lieferten natürliche H-Strahlen, die drei übrigen H-Teilchen aus zertrümmerten *Si*-Kernen. Die Präparate befanden sich in einem Magnetfeld, um die β-Strahlung zu beseitigen.

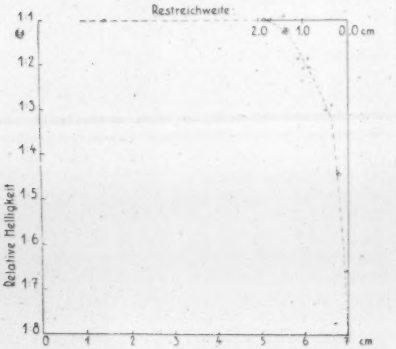
Als Vergleichspräparat wurde ein Poloniumpräparat in 7 mm Entfernung von dem Zinksulfidschirm benutzt. Um auch auf diesem Schirm dasselbe Leuchten hervorzurufen, wie das auf dem Schirm über den H-Strahlen liefernden Präparaten durch γ-Strahlung erregte, befand sich dicht neben dem Poloniumpräparat ein Radiumpräparat von ca. 30 mg *Ra*-Element in dickwandiger Hülle.

In dem Vergleichsokular konnte man nun beide Schirme abwechselnd oder gleichzeitig (als Halbfelder) beobachten. Es wurden nun über das Poloniumpräparat Graugläser verschiedener Absorption eingeschoben, bis dasjenige gefunden war, bei dem die α-Szintillationen den H-Szintillationen an Helligkeit gleich waren. Die Absorption des betreffenden Grauglases diente als Maß des Helligkeitsunterschiedes. Die so erhaltenen Werte sind praktisch dieselben für natürliche H-Strahlen als auch für Strahlen aus Quarz, und Schwanken von 1 : 2,6 bis 1 : 3. Es wurden auch einige Versuche gemacht, bei denen durch beiderseitiges Einschieben von Graugläsern die Szintillationen sowohl von α- als auch von den H-Strahlen zum Verschwinden gebracht wurden. Der Quotient aus den Absorptionen der beiden dazu benutzten Graugläser war fast derselbe, wie der durch Vergleich gefundene Wert des Helligkeitsunterschiedes. Außerdem wurden die Szintillationen von natürlichen H-Teil-

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **37**, 568, 1919.
2) G. Kirsch u. H. Pettersson, Mitteil. d. Ra.-Inst. Nr. 160; Wien. Ber. **132**, 299, 1923.
3) L. F. Bates u. J. S. Rogers, Nature **112**, 435, 22. September 1923.

chen mit denen aus einer Quarzkapillare stammenden verglichen — sie erwiesen sich als gleich hell. Durch eine gleichzeitige Reichweitenbestimmung der Partikeln aus einer Quarzkapillare wurde festgestellt, daß der Bereich, in dem die schwachen Szintillationen beobachtet und verglichen wurden, sich über mehrere Zentimeter erstreckte.

Dieselbe Apparatur diente auch zur Bestimmung des Helligkeitsabfalles der Szintillationen von α-Strahlen aus RaC gegen Ende ihrer Bahn. Zum Vergleich benutzten wir wiederum α-Strahlen aus Polonium von ca. 3,2 cm Restreichweite. Von der Benutzung eines Magnetfeldes und des Ra-Präparats konnte abgesehen werden, da nur schwache RaC-Präparate verwendet wurden. Das Präparat war auf einer Schubleere angebracht und die Distanz Präparat—Schirm genau ablesbar. Die Szintillationen aus Polonium wurden nun wieder durch Graugläser abgeschwächt, bis sie den Szintillationen aus RaC (an verschiedenen Punkten ihrer Bahn) an Helligkeit gleich waren. Es ergab sich eine konstante Helligkeit bis ungefähr 1,8 cm Restreichweite. Von da ab werden die Szintillationen lichtschwächer und in den letzten 5 mm nehmen sie rapid an Helligkeit und Größe ab. Einige



Versuche mit ThC und Po als Strahlungsquelle ergaben analoge Resultate. Analoge Versuche mit schnellen H-Strahlen wären erwünscht, scheitern aber an dem Umstand, daß es gegenwärtig unmöglich ist, ein genügend dichtes Bündel von H-Strahlen homogener Geschwindigkeit zu erzeugen. Die quantitative Festlegung des Helligkeitsunterschiedes beider Szintillationsgattungen ermöglicht es, die schwächeren Szintillationen der H-Strahlen aus einem gemischt aus H- und α-Teilchen bestehenden Bündel durch Auslöschen mittels eines Grauglases passender Absorption auszuschalten und nur die noch gut sichtbaren Szintillationen der α-Partikeln zu zählen. Dadurch wird also eine Trennung beider Partikelgattungen ermöglicht.

Außerdem ist es auf diese Weise möglich, eine orientierende Bestimmung der Masse noch unbekannter Partikeln bei bestimmter Restreichweite auszustellen.

Vorversuche zu einer Okularphotometrie der Fluoreszenz eines Zinksulfidschirmes bei Bestrahlung mit α-Partikeln verschiedener Restreichweite ergaben ähnliche Resultate, wie die mit dem Mikroskop angestellten Versuche. Ein ausführlicher Bericht erscheint demnächst in den Mitteilungen des Instituts für Radiumforschung Nr. 164, Wiener Berichte.

K. Fajans (München), Eigenschaften chemischer Verbindungen und Atombau.

Die Aufschlüsse, die die Bohrsche Theorie über die Verteilung und Bewegung der Elektronen in den Atomen verschiedener Elemente gebracht hat, gewähren einen Einblick in die spektroskopischen Eigenschaften der Atome und in großen Zügen auch in ihr Verhalten bei chemischen Prozessen. Die Nutzbarmachung dieser Erkenntnisse für das Verständnis der Eigenschaften chemischer Verbindungen ist nicht ohne weiteres möglich, denn in allen Fällen der Bildung beständiger Verbindungen aus neutralen Atomen erfahren die Elektronensysteme der letzteren und deshalb auch deren Eigenschaften eine tiefgehende Veränderung. Diese Veränderungen sind verschieden bei der Bildung der Verbindungen der zwei Typen, die gewöhnlich als polare und nichtpolare Verbindungen unterschieden werden und als idealisierte Extreme einer größeren Reihe von Übergangstypen angesehen werden können.

Bei dem Zustandekommen der ideal polaren oder Ionenbindung findet ein vollkommener Übergang von negativen Elektronen von einer Atomart zu einer anderen statt unter Bildung von positiv und negativ geladenen Ionen, wobei die elektrostatische Anziehung zwischen den Überschußladungen den Zusammenhalt der Ionen bedingt. (J. J. Thomson, Kossel). Bei der nichtpolaren Bindung nimmt man mit Bohr, Lewis, Langmuir an, daß gewisse Elektronen den verbundenen Atomen in gleichberechtigter Weise gemeinsam angehören.

Besonders einfache Verhältnisse sind bei der zuerst von Kossel untersuchten idealen

Ionenbindung zu erwarten. Eine Reihe von Eigenschaften (z. B. die optischen) müßte sich hier additiv aus den der freien Ionen zusammensetzen, bei anderen Eigenschaften ließe sich deren Abhängigkeit von den Eigenschaften der freien Ionen, besonders von deren Ladung und Größe, voraussehen. So müßte auf Grund elektrostatischer Betrachtungen die Energie der Bildung der Kristalle salzartiger Verbindungen aus freien gasförmigen Ionen (die Bornsche Gitterenergie) mit steigender Ladung und fallendem Radius der Ionen steigen, was durch die Tatsachen bestätigt wird. Die weitere Forderung, daß auch die Verdampfungswärmen bzw. die Siedepunkte der Salze in gleicher Weise von Ladung und Größe der sie aufbauenden Ionen abhängen müßten, wird bei Verbindungen der Leichtmetalle (z. B. Alkalihalogenide) zwar in groben Zügen, jedoch nicht ganz bestätigt und versagt weitgehend bei Heranziehung der Verbindungen der Schwermetalle.

Der Hauptgrund für diese Abweichungen wird darin gesehen[1]), daß bei Vereinigung freier Ionen zu Kristallen und ganz besonders zu dampfförmigen Molekeln die Elektronenhüllen bzw. Elektronenbahnen der Ionen nicht unverändert bleiben, sondern unter der Wirkung des elektrischen Feldes der Nachbarionen eine Deformation erleiden. Besonders anschaulich äußert sich dies, wenn beim Zusammentreten farbloser Ionen gefärbte Verbindungen entstehen, wie z. B. beim Bleijodid (Meisenheimer). Die Deformation ist umso beträchtlicher, je stärker das elektrische Feld des deformierenden Ions und je größer die durch die Molrefraktion gemessene Deformierbarkeit der Elektronenhülle ist. Es wird an Hand einer größeren Reihe von Eigenschaften, wie das Brechungsvermögen, die Farbe, Gitterenergie, Löslichkeit, lichtelektrische Leitfähigkeit (nach Gudden und Pohl), elektrolytische Leitung in festen Salzen gezeigt, wie sich der Begriff der Deformation der Ionen nutzbar machen läßt, um verschiedene Eigenschaften der Verbindungen zu verstehen und miteinander in Zusammenhang zu bringen. So setzt sich die Refraktion anorganischer Verbindungen nicht additiv aus der der beteiligten Ionen zusammen, weil hier die gegenseitige Deformation der Ionen eine große Rolle spielt[2]). Der auffallende Unterschied in vielen Eigenschaften zwischen den Verbindungen der Leicht- und der Schwermetalle ist zum Teil wenigstens dadurch bedingt, daß in letzteren die Deformationserscheinungen eine wesentlich größere Rolle spielen als in den ersten.

In den meisten Fällen handelt es sich bei der Deformation um ein Herüberziehen der Elektronen der negativen Ionen in der Richtung zu den positiven, womit der streng polare Charakter der Verbindungen zum mindesten teilweise verwischt wird. Die Verbindungen mit deformierten Ionen kann man somit als Übergangsfälle zwischen den ideal polaren (salzartigen) und den nichtpolaren (etwa organischen Verbindungen) ansehen.

1) Die Naturwissenschaften 11, 165, 1923.
2) Fajans u. Joos, Zeitschr. f. Physik 23, 1, 1924.

R. Mecke (Bonn), Über Intensitätsanomalien bei Bandenspektra.

Intensitätsfragen sind in der Spektroskopie neuerdings mehr in den Vordergrund des allgemeinen Interesses gerückt. Es sei deshalb im folgenden auf einige bemerkenswerte Intensitätsanomalien der Bandenspektra aufmerksam gemacht, deren weitere Klärung sicher für die Theorie bedeutsam werden dürfte, da wir gerade bei den Bandenspektren mit ihren zahlreichen energetisch eng benachbarten Termzuständen ein weitaus homogeneres und daher mit Hilfe des Korrespondenzprinzips leichter zu behandelndes Material antreffen als bei den Linienspektren.

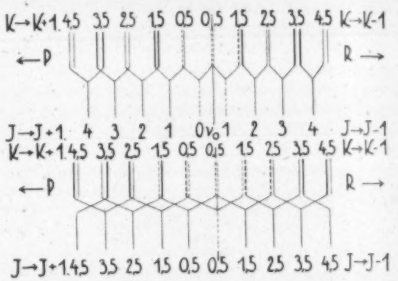
Die erste hier zu erwähnende Anomalie bezieht sich auf eine deutliche Unsymmetrie in den Intensitäten der beiden Zweige einer Bande, die gelegentlich der Analyse einer Reihe von Bandenspektra beobachtet wurde. Es zeigte sich nämlich, daß stets der P-Zweig, dem bekanntlich der Quantensprung $m \to m + 1$ zukommt, intensiver war als der R-Zweig mit dem Quantensprung $m \to m - 1$, doch konnte bisher noch nicht festgestellt werden, wie sich hier der Nullzweig ($m \to m$) verhalten würde. Zuerst fand M. Schwan[1]) bei der bekannten Cyanbande λ 3883 einen derartigen Intensitätsunterschied, auf den auch schon R. T. Birge[2]) aufmerksam machte. Die Frage ließ sich aber beim Cyan noch nicht eindeutig entscheiden, da der R-Zweig durch die nächstfolgende Bande reichlich stark überlagert war und die Auflösung des Spektrums noch sehr zu wünschen übrig ließ. Bei den von R. Frerichs untersuchten Kupferbanden[3]) lag jedoch ein einwandfreies und vollständig aufgelöstes Spektrum vor, bei dem wieder der P-Zweig intensiver war, und dieses Resultat ließ sich jetzt bei den negativen Stickstoffbanden[4]), deren Auflösung auch durch-

1) M. Schwan, Diss. Bonn, 1923.
2) R. T. Birge, Astroph. Journ. 55, 273, 1920.
3) R. Frerichs, Zeitschr. f. Phys. 20, 170–187, 1923.
4) M. Faßbender, Diss. Bonn. Zeitschr. f. Phys. 30, 1924.

aus befriedigend war, erneut feststellen. Wohl handelte es sich bei all diesen Intensitätskurven, die stets mit dem Registrierphotometer aufgenommen wurden, um mehr qualitative Werte, in denen noch die Plattenkonstanten (Gradation) steckten, doch kommen hier ja nur Intensitätsunterschiede in Betracht. Diese Tatsache machte es dann auch unmöglich, eine ins Gewicht fallende experimentelle Ursache anzugeben, die etwa einen derartigen Intensitätsunterschied vortäuschen könnte. Verschiedene Breite und Struktur der Linien oder photographische Eigentümlichkeiten der Platten kommen ebensowenig in Betracht.

Vom theoretischen Standpunkt aus müßten sich nun rein klassisch berechnet bekanntlich zwei zur Nullinie ($m = 0$) symmetrische Intensitätskurven ergeben, die im wesentlichen dem Maxwellschen Verteilungsgesetz folgten, und auch bei diskreter Energieverteilung würde ein Intensitätsverlauf zu erwarten sein, der korrespondenzmäßig um so weniger von dem klassischen abweichen sollte, je kleiner $\frac{\Delta m}{m}$ (mit $\Delta m = \pm 1$) wird. Quantentheoretisch ist aber die Intensität festgelegt durch die statistischen Gewichte vom Anfangs- und Endzustand und durch die Übergangswahrscheinlichkeit. Da nun ferner $R(m)$ und $P(m)$ denselben Anfangszustand (bzw. $R(m+1)$ und $P(m-1)$ denselben Endzustand) besitzen, und damit auch bei korrespondierenden Linien die statistischen Gewichte und die Anzahl der leuchtenden Moleküle gleich sind, so folgt aus einem Intensitätsunterschied der beiden Zweige, daß der Übergang von m nach $m+1$, d. h. nach energiereicheren und daher unstabileren Termzuständen, bevorzugt ist. Die experimentellen Unterlagen sind aber noch nicht geklärt genug, um hieran weitere Folgerungen knüpfen zu können.

Eine weitere Intensitätsanomalie hatte mich bereits früher an anderer Stelle[1]) zu wichtigen Aufschlüssen über den Bau der Stickstoffbanden und der damit in Zusammenhang gebrachten Frage einer zweckmäßigen Systematik der Bandenspektra geführt. Auch diese Intensitätsanomalie steht keineswegs vereinzelt da, sondern ist bereits bei einer Reihe von Bandenspektra beobachtet worden, so bei den Kohlebanden[2]), bei den positiven[3]) (2. Gruppe) und negativen[4]) Stickstoffbanden und neuerdings wieder bei Banden aus dem zweiten Wasserstoffspektrum[1]). Sie besteht in einem regelmäßigen Wechsel von starken und schwachen Linien in der Linienfolge einer Serie, worüber die Figur, deren oberer Teil den Serienverlauf



beim negativen Stickstoffspektrum in der Nähe der Nullinie, der untere eine Serie aus der zweiten positiven Stickstoffgruppe darstellt, die beste Auskunft geben dürfte. Bemerkenswert ist hier die Unstetigkeit in der Intensitätsfolge bei der Nullinie, die zu der in der Figur angedeuteten Zusammenfassung der Komponenten führte. Hinsichtlich der Numerierung der Linien und der Einführung der Impulsquantenzahlen J und K sei auf meine Arbeit verwiesen.

Man könnte nun zwar geneigt sein, an Stelle einer durchgehenden Numerierung der Linien jede zweite Linie zu überspringen und dann zwei neue Zweige einzuführen. Doch führt dies nur zu weiteren und bedenklicheren Schwierigkeiten. Aus dem Kantenschema sind uns ja diejenigen Banden bekannt, die denselben Anfangs- bzw. Endzustand besitzen; durch die Differenzbildung $R(m) - P(m)$ kann man ferner den Anfangsterm ausmerzen, und es müssen dann diese Differenzen bei allen Banden, die denselben Endzustand haben, übereinstimmen. Will man aber umgekehrt den Anfangsterm isolieren, so muß jetzt $R(m)$ mit $P(m-2)$ kombiniert werden, d. h. es muß in der Linienfolge des P-Zweiges um zwei Linien zurückgegangen werden. Führt man nun dieses Verfahren bei den Stickstoffbanden durch, so zeigt es sich, daß die Differenzen nur dann übereinstimmen, wenn man die Linien durchgehend numeriert. Wollte man aber trotzdem jede zweite Linie überspringen, so wäre man gleichzeitig gezwungen, je eine Hälfte der beiden Zweige als Q_1- und Q_2-Zweige mit dem Quan-

1) R. Mecke, Zeitschr. f. Phys. **28**, 261—277, 1924.
2) T. Heurlinger, Diss. Lund, 1918.
3) R. Mecke u. P. Lindau, Phys. Zeitschr. **25**, 277—288, 1924; P. Lindau, Zeitschr. f. Phys. **26**, 343—370, 1924.
4) M. Faßbender, Zeitschr. f. Phys. **30**, 1924.

1) G. H. Dieke, Koninklijke Akad. d. Wetenschappen, 390—400, 1924.

tensprung $m \to m$, die beiden anderen Hälften als R_1- und P_2-Zweig zu deuten, denn jetzt würde $Q_2(m) - P_2(m)$ den Endzustand, $Q_2(m) - P_2(m-1)$ den Anfangszustand isolieren, ebenso $R_1(m) - Q_1(m)$ bzw. $R_1(m) - Q(m-1)$.

Wegen der Feinstruktur hätte man also jetzt die vier Doppelzweige Q_1, Q_2, R_1, P_2, von denen Q_2 und R_1 auf der einen Seite, Q_1, P_2 auf der anderen Seite der Nullinie für sich auf streng kontinuierlichen Kurven lägen. Diese Deutung würde aber allen bisherigen Beobachtungen an Bandenspektren widersprechen und auch sonst das Verständnis für den Aufbau derartiger Spektra sehr erschweren.

Es ist zwar vorläufig noch schwer, den Ursachen dieser Intensitätsanomalie nachzuspüren. Die Tatsache aber, daß der regelmäßige Intensitätswechsel durch eine Ionisierung des Moleküls, also beim Übergang von den positiven zu den negativen Banden, nicht zerstört wird, zwingt uns dazu, die Ursache im inneren Elektronenaufbau des Moleküls zu suchen, der durch Abtrennung äußerer Bindungselektronen nicht wesentlich geändert werden dürfte. Durch eine derartige Abtrennung wird aber die Multiplizität der Feinstruktur geändert und damit gleichzeitig in charakteristischer Weise die Anordnung der Feinstrukturkomponenten, wie die Figur deutlich erkennen läßt. Wegen der weiteren Folgerungen, die sich hieraus ziehen ließen, sei auf meine frühere Veröffentlichung[1]) verwiesen. In diesem Zusammenhang möchte ich nur noch die Versuche von W. Steubing und M. Toussaint[2]) erwähnen, die bei den positiven Stickstoffbanden durch Beimengungen von Edelgasen zum Sticktoff eine Änderung des gegenseitigen Intensitätsverhältnisses der Tripletts fanden. Leider reicht die von ihnen angewandte Dispersion nicht aus, um hieraus Rückschlüsse auf die Beeinflussung des Intensitätswechsels ziehen zu können.

Zum Schlusse sei nun noch auf eine dritte und letzte Intensitätsanomalie hingewiesen, die in engem Zusammenhang mit den Störungen steht. Diese Störungen des Serienverlaufs einer Bande bestehen bekanntlich in einer plötzlichen anomalen Aufspaltung der Feinstrukturkomponenten einer Serienlinie und es wurde der Versuch gemacht, sie als eine Resonanzerscheinung miteinander gekoppelter Schwingungen zu deuten. Eine bestimmte Elektronenfrequenz soll mit der betr. Rotations- und Schwingungsfrequenz in Takt kommen und dadurch eine Linienverschiebung hervorrufen. Nun zeigt sich aber, daß eine derartige Störung auch gleichzeitig mit einer Herabsetzung der Intensität verbunden sein kann. Die Resonanz von Schwingungen würde also gewissermaßen dann die Emission der Linie erschweren. Doch braucht dies nicht unbedingt der Fall zu sein, denn Photometerkurven der charakteristischen Störung λ 3872 in der Cyanbande λ 3883 lassen eine erhebliche Abweichung vom regelmäßigen Intensitätsverlauf nicht erkennen. Bei einer großen Störung in den negativen Stickstoffbanden, die sich durch eine ganze Reihe von Linien hindurch verfolgen läßt, tritt diese Abschwächung jedoch deutlich zutage. Auch bei den positiven Banden finden wir eine Anzahl von Linien plötzlich geschwächt, ohne daß eine Verlagerung der Linien damit verknüpft zu sein scheint, einige Linien scheinen sogar gänzlich auszufallen. Da aber das ganze Tatsachenmaterial über Störungen noch zu ungeklärt ist, möge es mit diesen Hinweisen genügen.

1) R. Mecke, l. c.
2) W. Steubing u. W. Toussaint, Zeitschr. f. Phys. **21**, 128—137, 1924.

L. Grebe (Bonn), **Über den Energieverbrauch bei der Luftionisation durch Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge.** (Nach Untersuchungen gemeinsam mit Herrn L. Kriegesmann.)

Die Frage nach dem Energieverbrauch bei der Ionisation durch Röntgenstrahlen ist deshalb von großer Bedeutung, weil fast alle quantitativen Messungen an Röntgenstrahlen sowohl wissenschaftlicher als praktischer Natur nach der Ionisationsmethode ausgeführt werden. Dabei ist meist stillschweigend oder ausdrücklich die Annahme gemacht worden, daß auch für verschiedene Wellenlängen der Ionisationsstrom ein Maß für die Strahlungsenergie bilde, wenn die Ionisation auf vollkommene Absorption der verwendeten Strahlung in dem ionisierten Gase umgerechnet wird. Bei Vergleichen der bolometrisch gemessenen Energie von Röntgenstrahlen zweier verschiedener Wellenlängen mit der durch sie verursachten Luftionisation fand nun Boos, daß der Energieverbrauch für beide Wellenlängen ein verschiedener war, indem ein Strahlengemisch von einer mittleren Wellenlänge 0,325 Å.-E. eine erheblich größere Energie verbrauchte als ein solches von im Mittel 0,56 Å.-E. Dieses Resultat nachzuprüfen und zu erweitern war der Zweck unserer Untersuchung. Die experimentelle Anordnung war die folgende: Ein Röntgenstrahlbündel von möglichst engem Wellenlängenbereich fiel auf eine Bleiplatte, die sich in einem Dewarschen Gefäße befand. In einem zweiten ebensolchen Dewarschen Gefäße befand sich eine gleichgroße Bleiplatte, die

elektrisch geheizt werden konnte. Beide Gefäße waren durch eine Kapillare verbunden, in der sich ein Flüssigkeitstropfen befand. Der Stand des Tropfens konnte durch ein 100fach vergrößerndes Mikroskop mit Okularmikrometer abgelesen werden. Der Heizstrom wurde so reguliert, daß der Tropfen bei einfallender Strahlung in Ruhe blieb. Dann ist das Quadrat der Heizstromstärke ein Maß für die Energie der einfallenden Strahlung. Die gleiche Strahlung wurde zur Ionisation der Luft in einer großen Ionisationskammer mit niedrig-atomigen Wänden benutzt. Die Stärke des Ionisationsstroms wurde durch den Abfall eines Fadenelektrometers bestimmt, das über die Sättigungsspannung aufgeladen war und dessen Abfallgeschwindigkeit mit einer Stoppuhr beobachtet wurde.

Eine gewisse Schwierigkeit ergibt sich für die bei unseren Versuchen benutzten kurzen Wellenlängen bei der Berechnung der in der Ionisationskammer wirklich absorbierten Strahlenmenge. Wir haben zu ihrer Berechnung die Messungen der Gesamtschwächung in Wasser, Sauerstoff und Stickstoff herangezogen, die von Richtmeyer und Hewlett herrühren. Für diese Untersuchungen braucht man jedoch nicht die Gesamtschwächungskoëffizienten, sondern die wahren Absorptionskoëffizienten, die aus jenen durch Subtraktion des Streukoëffizienten folgen. Experimentell sind in dem von uns untersuchten kurzwelligen Gebiet weder die Gesamtschwächungskoëffizienten der Luft, noch die Streukoëffizienten genügend bekannt. Es bleibt deshalb für die Bestimmung des wahren Absorptionskoëffizienten nur der Weg übrig, durch eine gewisse Extrapolation der vorhandenen Werte zum Ziele zu kommen. Wir haben zuerst[1]) die Bestimmung in der Weise versucht, daß wir die experimentell sehr gut gesicherten Werte für die Gesamtabschwächung des Wassers nach Messungen von Richtmeyer und Hewlett zugrunde legten und davon den theoretisch nach der Comptonschen Formel berechneten Streukoëffizienten subtrahierten. Wir nahmen dabei an, daß die so erhaltenen Werte des wahren Absorptionskoëffizienten nicht weit von den für Luft geltenden entfernt seien, weil im langwelligen Bezirk die Übereinstimmung recht gut ist. Ein anderer Weg zur Bestimmung der wahren Absorption der Luft ist von Küstner eingeschlagen worden,[2]) indem er die Gesamtschwächungsmessungen der Komponenten des Luftgemisches benutzte und für jede einzelne Komponente die Gültigkeit der Gleichung

$$\frac{\mu}{\varrho} = c \cdot \lambda^3 + \frac{\sigma}{\varrho}$$

annahm, wobei $\frac{\mu}{\varrho}$ der auf die Masseneinheit bezogene Gesamtschwächungskoëffizient und $\frac{\sigma}{\varrho}$ der Massenstreukoëffizient ist, der also hier als konstant angenommen wird. Nach einer von Glocker angegebenen Beziehung wird aus der Absorption der Komponenten die Absorption des Gemisches berechnet. Dieser Weg wäre der unbedingt vorzuziehende, wenn die Gültigkeit der obigen Gleichung für die von uns benutzten kurzen Wellen sichergestellt wäre. Das ist jedoch nicht der Fall, im Gegenteil ist die in der Gleichung enthaltene Konstanz des Streukoëffizienten sicher nicht vorhanden. Auch die Proportionalität des wahren Absorptionskoëffizienten mit der dritten Potenz der Wellenlänge erscheint für dieses kurzwellige Gebiet zweifelhaft, da der Absorptionsvorgang wegen des Auftretens der Streuelektronen nicht mehr der gleiche sein kann wie in dem langwelligeren Gebiet, in dem die Rückstoßelektronen nicht auftreten. Die hier besprochene Schwierigkeit bringt eine große Unsicherheit in die Auswertung unserer Messungen, da die beiden besprochenen Berechnungsmethoden zwar für die längsten der benutzten Wellenlängen eine ziemlich gute Übereinstimmung ergeben, für die kürzeren Wellen aber stark differieren. Es ist wohl anzunehmen, daß die aus der Wasserabsorption gefolgerten Absorptionskoëffizienten wegen des Vorwiegens des Sauerstoffs etwas zu groß, die aus der λ^3-Beziehung errechneten wegen des konstant angenommenen Streukoëffizienten zu klein werden, so daß die richtigen Werte zwischen beiden liegen dürften[1]). Doch glaube ich, daß die erste Methode die bessere Annäherung gibt. Bildet man in willkürlichem Maße das Verhältnis von Energie zu Ionisation, so ergibt sich folgende Tabelle:

Wellenlänge	$\left(\frac{E}{J}\right)_1$	$\left(\frac{E}{J}\right)_2$
0,397	10,4	10,1
0,333	12,4	11,2
0,275	18,8	14,2
0,205	26,5	14,2
0,166	33 5	15,7

Dabei bedeuten $\left(\frac{E}{J}\right)_1$ und $\left(\frac{E}{J}\right)_2$ die nach den beiden beschriebenen Methoden berechneten

1) Grebe u. Kriegesmann, Zeitschr. f. Phys. **28**, 91 ff., 1924.

2) Küstner, Strahlentherapie **27**, 1 ff., 1924.

1) Dasselbe folgt aus einer Arbeit von Küstner, Zeitschr. f. Phys. **27**, 124, der die Wirkung des Comptoneffektes in ähnlicher Weise diskutiert.

Werte. Man sieht, daß bei beiden Berechnungsarten der Energieverbrauch für gleiche Ionisierung in dem von uns untersuchten Wellenlängenbereich mit abnehmender Wellenlänge wächst, so daß sich also das seinerzeit von Boos gewonnene Resultat bestätigt. Die Zahlen für die Absolutwerte werden in der demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn Kriegesmann mitgeteilt werden.

Was nun die Theorie der Erscheinung angeht, so habe ich vor kurzem versucht, wenigstens qualitativ die Art der Abhängigkeit zu erklären. Ich habe dabei mit Holthusen die Annahme gemacht, daß bei dem Ionisationsvorgang die absorbierte Röntgenstrahlenenergie sich in kinetische Energie von Elektronen umsetzt, die ihrerseits die Ionisierung bewirken. Holthusen hat unter Benutzung von Zahlen, die Lenard zusammengestellt hat, gezeigt, daß bei zunehmender Geschwindigkeit der Elektronen die gebildete Ionenzahl schneller steigt als die Energie der erzeugenden Elektronen. Um das Ergebnis des Experimentes zu erklären, müßte man also annehmen, daß bei den kurzen Wellen die gebildeten Elektronen im Durchschnitt langsamer seien, als bei den längeren Wellen. Das ist nun ganz im Widerspruch mit der bisher vertretenen Ansicht, daß die primären Elektronen einem lichtelektrischen Effekt ihre Entstehung verdanken. Dann müßte die Sache gerade umgekehrt sein, da die Photoelektronen mit abnehmender Wellenlänge des erregenden Lichtes immer schneller werden. Nun wissen wir aber durch die Untersuchungen von Compton, daß bei dem Vorgange der Streuung langsame Elektronen gebildet werden, deren Zahl gegen die Photoelektronen mit abnehmender Wellenlänge immer mehr zunimmt. Dann überwiegen also die kürzeren Wellen immer mehr diese langsamen Elektronen, die verhältnismäßig viel Energie verbrauchen, dabei aber eine verhältnismäßig schwache Ionisation liefern. Unser experimentelles Ergebnis wird also dem Sinne nach vollständig erklärt. Wie lange dieses Anwachsen des Energieverbrauchs nach kurzen Wellen dauert, kann natürlich nur durch eine quantitative Ausführung dieser Überlegung ermittelt werden, zu der aber wegen unserer Unkenntnis der Verteilung zwischen Photoeffekt und Comptoneffekt bisher die Unterlagen fehlen.

Diskussion.

Herr Kulenkampff: Seit längerer Zeit bin ich mit Messungen gleicher Art, unter Benutzung einer empfindlichen Thermosäule, beschäftigt; allerdings bei wesentlich weicherer Strahlung. Abschließende Resultate kann ich noch nicht angeben; nach den vorliegenden Messungen dürfte für die Wellenlänge 1,54 Å.-E. die zur Erzeugung je eines Ionenpaares nötige Energie etwa 30 Volt betragen. Andererseits hat C. T. R. Wilson aus seinen neuen Nebelaufnahmen für die Wellenlänge 0,56 Å.-E. diesen Betrag zu 26 Volt abgeleitet, so daß hier eine wesentliche Abhängigkeit von der Wellenlänge nicht vorhanden zu sein scheint.

Grebe: Auch ich glaube, daß die starke Wellenlängenabhängigkeit erst im kurzwelligen Spektralgebiet vorhanden ist, da hier erst die Compton-Elektronen entscheidend mitwirken. Übrigens mache ich nochmals auf die Unsicherheit in der Wellenlängenabhängigkeit infolge der ungenauen Kenntnis der wahren Absorptionskoeffizienten aufmerksam.

Anmerkung bei der Korrektur am 12. November 1924. Die absolute Auswertung der Resultate ergibt für die Wellenlänge 0,397 Å.-E., wo die Unsicherheit in den Absorptionskoeffizienten noch nicht besteht, einen Energieverbrauch von 87 Volt pro Ionenpaar. Dieses Resultat spricht in Verbindung mit dem Werte des Herrn Kulenkampff ebenfalls für eine Zunahme des Energieverbrauchs im Gebiete der kurzen Wellen.

J. Tuma (Prag), Kinematographische Darstellung Hertzscher Wellen. (Mit Tafel VI.)

Seit langem empfand ich bei meinen Vorlesungen das Bedürfnis, das Bild, welches man sich über die Konstitution und Ausbreitung eines elektrischen Feldes macht, eindringlicher vorzuführen, als dies mit den mir bekannten bisherigen Mitteln möglich ist. Schließlich entschloß ich mich, die kinematographische Darstellung zu versuchen. Heinrich Hertz hat in seiner Abhandlung über die Ausbreitung der elektrischen Kraft bekanntlich die Gleichungen für die Ausbreitung der von seinem Erreger erzeugten elektrischen Wellen aufgestellt und nach diesen in mehreren Figuren die Gestalt des Feldes in einigen Phasen konstruiert. Es handelte sich also nur darum, noch einige Zwischenphasen hinzuzufügen und die Bilder zu einem Trickfilm zu vereinigen. Fraglich aber erschien es, ob es besser sei, an der Darstellung des Feldes durch Zeichnen der Verschiebungslinien, wie man dies gewöhnlich macht, festzuhalten oder in geraden vom Zentrum des Erregers gezogenen Strahlen äquidistante Punkte in ihren jeweiligen Verschiebungsphasen zu markieren. Diese letztere Darstellungsweise hätte den großen Vorzug, daß sich dem Beschauer sofort die Transversalität der Wellen

bemerkbar machen würde, während die erstere durch die abwechselnde Verdichtung der Linien vielmehr den Eindruck eines longitudinalen Vorganges hervorruft. Leider tritt aber bei der punktweisen Darstellung das Wesentliche am Ausbreitungsvorgange derart in den Hintergrund, daß ich mich doch zur Verwendung der herkömmlichen Art entschließen mußte. Es bleibt also nichts anderes übrig, als die scheinbare Longitudinalität durch die Erklärung ins Transversale zu übersetzen, daß man sich richtigerweise an einer jeden Stelle die Ätherelemente in der Richtung der Verschiebungslinien um Strecken verschoben zu denken hat, welche einer von Hertz angegebenen Formel entsprechen.

Hertz hat bereits das Feld durch eine um den schwingenden Dipol gelegte Kugel derart geteilt, daß er die Gültigkeit seiner Gleichungen nur für deren Außenraum behauptet. Im Innenraum sind die Amplituden der dielektrischen Verschiebungen so groß, daß hier die Genauigkeit der Gleichungen nicht mehr ausreicht. Dies läßt sich dahin deuten, daß vor Eintritt der oszillatorischen Entladung zwischen den Erregerkörpern das von ihnen erzeugte elektrische Feld merklich nur auf diese Wirkungssphäre beschränkt ist. Was sich dann während der Schwingungen in derselben abspielt, zu erklären, ist eben wegen der Ungültigkeit der Hertzschen Gleichungen einigermaßen Sache der Phantasie. Ich pflege meinen Hörern etwa zu sagen: Wenn der erste Elektrizitätsübergang in Gestalt eines zentralen Fadens zwischen den Erregerkörpern einsetzt, so muß in dem diesen Faden umgebenden Raume in einem jeden Momente eine der übergegangenen Elektrizitätsmenge gleiche dielektrische Verschiebung verschwinden. Dies geschieht zunächst in unmittelbarer Nähe des Stromfadens und es wird gleichzeitig die Verarmung an dielektrischer Verschiebung aus der weiteren Umgebung zum Teile wieder ersetzt, indem von hier die Verschiebungslinien gegen den zentralen Faden rücken. In noch weiteren Gebieten kommt dieser Ersatz dadurch zustande, daß sich die Verschiebungslinien ein- und schließlich auch abschnüren.

Diesen letzteren Vorgang kann man dann schon an dem kinematographischen Bilde sehen. In diesem ist (Fig. 1) die statische Wirkungssphäre der Erreger durch eine dunkle Scheibe gekennzeichnet. Eine äquatoriale durch das Bild gezogene Gerade stellt in den ersten Bildern des Films, bei welchen vorausgesetzt ist, daß die Entladung noch nicht begonnen hat, zwei Strahlen in der Äquatorebene vor. Sobald die Entladung beginnt, kriechen aus der Wirkungssphäre Verschiebungslinien hervor (Fig. 2). Man sieht (Fig. 3), wie sich diese schließlich abschnüren. Die abgetrennten Verschiebungswirbel wandern fort und enthalten die ausgestrahlte Energie, während die innerhalb der Wirkungssphäre restierenden Verschiebungslinien sich in den Stromfaden zurückziehen und die Energie für die Fortsetzung der gedämpften Schwingungen enthalten. Allerdings wird dies, da es sich innerhalb der Wirkungssphäre abspielt, in dem kinematographischen Bilde nicht dargestellt. Um nun die Transversalität zum Ausdrucke zu bringen, wurden nach dem von Hertz aufgestellten Satze, daß die Verschiebungsamplituden einem einer jeden Verschiebungslinie zugeordneten Werte direkt und dem senkrechten Abstande von der Achse des Dipols verkehrt proportioniert ist, die Verbindungslinie der Elongationen der Punkte in den äquatorialen Strahlen gezeichnet, wodurch die nach beiden Richtungen als Beispiele eingezeichneten fortlaufenden Transversalwellen entstanden.

Der Film wurde nach den von meinen Assistenten angefertigten Zeichnungen im Atelier der Slaviafilm A. G. in Prag kostenlos hergestellt, wofür ich an dieser Stelle meinen Dank zum Ausdrucke bringe. Sollte jemand von den verehrten Herren Kollegen ebenfalls in den Besitz eines solchen Films kommen wollen, so erbitte ich eine diesbezügliche Nachricht an meine Adresse. Die bezeichnete Filmgesellschaft hat sich bereit erklärt, Kopien möglichst billig herzustellen.

Diskussion.

P. Cermak macht den Vortragenden aufmerksam, daß ein ganz ähnlicher Film im Gauverein Hessen vor Jahresfrist gezeigt wurde. Der dort gezeigte Film ist auf Veranlassung W. Königs (Gießen) vom verstorbenen Geh. Schulrat Münch konstruiert worden.

Friedrich v. Rautenfeld (Würzburg), Elektrizitätsleitung in Steinsalz und Kalkspat bei hohen Temperaturen. (Gekürzt.)

Die Röntgenspektrometrie erweist jeden Kristall als relativ starres Gitter aus Ionen, die nicht frei beweglich sind wie in flüssigen Elektrolyten. Trotzdem zeigen auch isolierende Kristalle bei hohen Temperaturen eine überraschend große Leitfähigkeit (*LF*). Einen Beitrag zu dieser Frage gab ich bereits früher[1] und bringe dazu Ergänzungen, zugleich mit Berichtigung einiger Fehler[2].

1) Ann. d. Phys. **72**, 617, 1923.

2) Die spezifischen *LF*-Werte sind um 1 Zehnerpotenz zu groß; außerdem sind sie in Tab. 1 und 2 zu multiplizieren mit 0,36 und in Tabelle 3d mit 0,9.

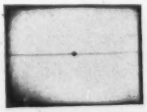


Fig. 1.

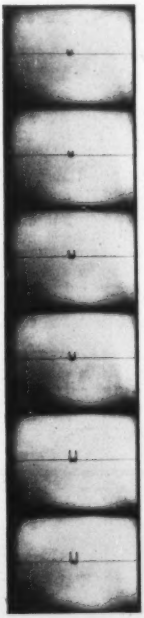


Fig. 2.

Fig. 3.

Bild 1.

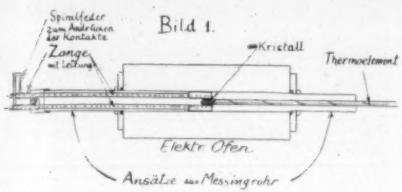


Bild 1: Die Kristallplatten, beiderseits durch Kathodenzerstäubung mit Platin belegt, lagen zwischen Platinplättchen in einer Zange aus Marquardtrohren, durch welche die Leitungen zu einer Brückenanordnung für Wechselstrom der Frequenz 1000/sek mit Telephon führten. Die mittlere Spannung am Kristall betrug gegen 40 Volt, die Stromstärke 2—3 Milliamp., die Elektrodengröße 1 qcm, die Kristalldicke 2 mm.

Bild 2.

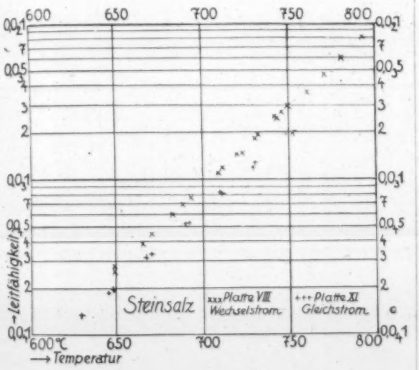


Bild 2: Steinsalz konnte ich zwischen 500 und 790 ° C untersuchen. Es leitet, auch abgesehen von den Verunreinigungen, elektrolytisch, wie Noack[1]) durch Nachweis des Faradayschen Gesetzes gezeigt hat. Ich fand zwischen 650 und 790 ° die Abhängigkeit der LF von der Temperatur, wie sie Benrath[2]) auch für andere Salze — allerdings in Pastillenform — mitteilt:

$$\sigma = a \cdot e^{b \cdot t} = a \cdot e^{b' \cdot T},$$

wo σ die LF, T die absolute Temperatur und a und b Konstanten sind. Das gilt für Spaltplatten sowohl bei Wechselstrom wie bei Gleichstrom. Die richtigen Werte zeigt Tab. I.

1) F. Noack, Diss. Greifswald 1919. Nach freundlicher Mitteilung des Herrn Prof. Stark.
2) A. Benrath, Zeitschr. f. phys. Chem. **64**, 698, 1908.

Tabelle I.

Spezifische Leitfähigkeit von Steinsalz.

Platte VIII, Wechselstrom		Platte XI, Gleichstrom	
Temperatur °C	Leitfähigkeit 1 cm Ohm	Temperatur °C	Leitfähigkeit 1 cm Ohm
649	$0{,}0_4256$	630	$0{,}0_4135$
682	593	670	333
709	$0{,}0_3109$	711	805
750	293	753	$0{,}0_31988$
793	813		

Bild 3.

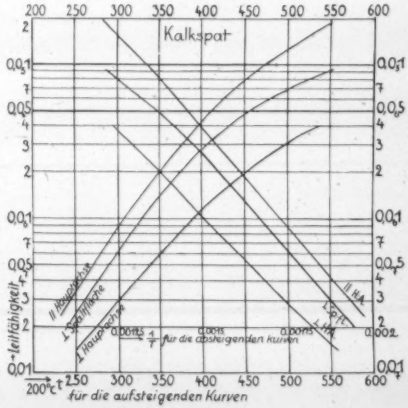


Bild 3: Anders bei Kalkspat, den ich nur bis 550 ° C untersuchen konnte, ohne daß er zersprang, der aber nach Szlenker[1]) auch schon bei niederer Temperatur elektrolytisch leitet. Ich fand zwischen 250 und 550 ° eine Abhängigkeit nach dem Gesetz für Isolatoren[2])

$$\sigma = C \cdot e^{-\frac{\nu}{T}},$$

wo C eine Konstante und ν eine konstante Wärmegröße ist. Diese Kurve finde ich für die LF in Richtung der Hauptachse, während senkrecht zu ihr — bei geringerer Genauigkeit — die Kurve vielleicht ähnlich, aber anders geneigt liegt; senkrecht zur Spaltfläche (Rhomboederfläche) scheint die Kurve unterhalb 400 ° der ersten und oberhalb der zweiten Kurve parallel zu laufen.

1) K. Szlenker, Diss. München 1913.
2) Vgl. E. Rasch u. F. W. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 41, 1908.

Tabelle II.

Spezifische Leitfähigkeit von Kalkspat.

Temperatur °C	Leitfähigkeit in 1/cm Ohm in der Richtung: ∥ Hauptachse	⊥ Spaltfläche	⊥ Hauptachse (in Klammern Prozentwerte)
250	$0{,}0_7$ 33 (100)	$0{,}0_7$ 24 (73)	$0{,}0_7$ 14 ($42\frac{1}{2}$)
300	86 (100)	60 (70)	29 (34)
350	$0{,}0_6$ 200 (100)	$0{,}0_6$ 140 (70)	58 (29)
400	425 (100)	280 (66)	$0{,}0_6$ 110 (26)
450	800 (100)	470 (59)	200 (25)
500	$0{,}0_5$ 1300 (100)	690 (53)	310 (24)
550	1900 (100)	910 (48)	430 (23)
200° Verhältnis wie	1,4	zu 1	zu 0,77

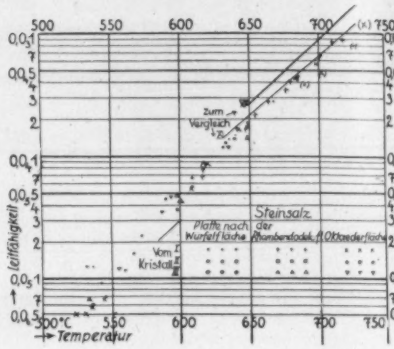
Tab. II enthält interpolierte *LF*-Werte und in Klammern Prozentzahlen. Für 200° hätte man Verhältnisse wie bei den Abständen der gleichnamigen Atome *Ca* oder *C* in den drei Richtungen oder wie bei den Dichten der jene drei Flächen durchstoßenden Ionenstäbe — letzteres aber nur dann, wenn die Stäbe in den beiden ersten Richtungen, wo sich *Ca* und *C* auf jedem Stab abwechseln, doppelt gezählt werden. Ohne auf Theorien einzugehen, gebe ich zu bedenken, daß vielleicht unter 500° die Eigenleitfähigkeit des Kristalls noch kaum in Erscheinung tritt.

Für Steinsalz hatte Braun[1]) ein anderes Verhältnis gefunden: entsprechend den linearen Dichten der Atome in den drei Flächen (des Würfels, Rhombendodekaeders und Oktaeders). Noack fand ähnliche Verhältnisse auch bei hohen Temperaturen. — Bild 4: Ich habe mit Wechselstrom zwischen 500 und über 700° C keine Unterschiede für die drei Richtungen finden können. Ebenso hat Joffé[2]) an reinen Alaunkristallen nachgewiesen, daß die *LF*-Fläche in regulären Kristallen eine Kugel ist.

Meine neueren Platten zeigten unterhalb 650° Abweichungen vom einfachen Exponentialgesetz in Richtung des Gesetzes für Isolatoren, was vielleicht auf Rechnung von Einschlüssen zu schieben ist. Ferner sank bei vielen Platten gegen 700° oder schon früher die *LF*, um auf einer niedrigeren Kurve parallel der früheren zu verlaufen (4 Werte sind auf Bild 4 eingeklammert). Das wiederholte sich bei neuem Erhitzen, während neues Bestäuben oft auf die alten Werte zurückführte. Das beruht wohl auf einer Veränderung der Platinschichten mit Verkleinerung der Kontaktoberflächen. Es können aber auch Bläschen eine Rolle spielen, die sich bei diesen Temperaturen besonders bei Stromdurchgang leicht bilden oder vergrößern.

1) F. Braun, Wied. Ann. 31, 872, 1887.
2) A. Joffé, Ann. d. Phys. 72, 495, 1923.

Bild 4.



Leider konnte ich, aus von mir unabhängigen Gründen, diese Fragen nicht weiter verfolgen. Ich will auch von Theorien noch absehen, so lange weitere Kristalltypen, auch bei anderen Temperaturen, nicht geprüft sind.

Diskussion.

Herr Gudden: Versuche in großem Temperaturbereich sprechen auch beim *NaCl* für die Überlegenheit der van t'Hoffschen Formel. Nur in einem kleinen Temperaturbereich in der Nähe des Schmelzpunktes paßt sich meist die einfache *e*-Funktion den Beobachtungen besser an.

Die höheren Leitfähigkeitswerte bei Ersterhitzung scheinen nach Beobachtungen v. Seelens mit der stets vorhandenen Spannungsdoppelbrechung zusammenzuhängen. Die Erscheinung fehlt in spannungsfreien Kristallen, wie sie bei sehr sorgfältigem Abkühlen erhalten werden können.

Herr v. Rautenfeld: Den Einfluß von Spannungen will ich nicht leugnen; ich möchte aber[1]) die zu kleinen $L \cdot F$-Werte bei starker Erhitzung Unebenheiten der Elektrodenflächen zuschreiben, wie man sie auch unterm Mikroskop sehen kann.

1) Nachtrag bei der Korrektur.

Th. Kaluza (Königsberg), Zur Relativitätstheorie.

Das Interesse an den Grundlagen der speziellen Relativitätstheorie scheint trotz der stattlichen Reihe von Jahren, die seit ihrem Auftauchen verstrichen sind, und trotz der schier unübersehbaren Fülle von Arbeiten, die diese Grundlagen behandeln, noch immer nicht erloschen zu sein. Noch lange nicht verstummt

sind jedenfalls die Einwände, die von philosophischer Seite her immer wieder gegen diese Theorie erhoben werden, und wenn man auch — als Physiker — diesen Einwürfen im allgemeinen leicht entgegenzutreten vermag, so wird anderseits, glaube ich, auch mancher Physiker zugeben, daß man sich beim Durchdenken der Theorie hie und da nur schwer einer — ich möchte sagen: — unbehaglichen Regung des erkenntnistheoretischen Gefühls erwehren kann, etwa an der Stelle, an der das sogenannte „Lichtprinzip" (das Prinzip von der Konstanz der Vakuumlichtgeschwindigkeit) in den Aufbau der Relativitätslehre eingreift. Dies unbehagliche Gefühl verdichtet sich dann leicht bei den Philosophen zu dem Vorwurf, daß hier ein „spezieller" Naturvorgang, eben die Lichtausbreitung, zur Definition der Gleichzeitigkeit, also eines hochgradig aprioristisch anmutenden Begriffes benutzt wird; auf der andern Seite sind ja auch die nicht ganz unbeträchtlichen Meinungsverschiedenheiten wohlbekannt, die sich gerade bezüglich der Rolle, die dem Lichtprinzip zukommt, selbst bei berufenen Interpreten der Theorie vorfinden.

Es müßte nun, meine ich, durchaus erwünscht und befriedigend sein, wenn es gelänge, die Theorie, ohne an ihrem Ganzen etwas zu ändern, so aufzubauen, daß dem hervorgehobenen Einwand von vornherein der Boden entzogen wäre. Es sei mir nun gestattet, meine Überlegungen dazu in aller gebotenen Kürze hier vorzulegen.

Solange man sich von Anfang an auf die Betrachtung nur zweier gegeneinander bewegter Systeme beschränkt, verfällt man natürlich mit Sicherheit dem Circulus vitiosus, daß man — kurz gesagt — Geschwindigkeiten erst messen kann, wenn man die Zeitvergleichung beherrscht und vice versa; man kann diesem Dilemma tatsächlich wohl nur so entrinnen, daß man seine Zuflucht zu einer Art Normal- oder Eichgeschwindigkeit, eben der Lichtgeschwindigkeit nimmt.

Das Bild ändert sich aber wesentlich, wenn man von vornherein sein Augenmerk auf drei gegeneinander bewegte Systeme richtet. Man kann dann, und erst dann, ohne vorhergehende Zeitvergleichung und auch ohne an das Lichtprinzip zu appellieren, dennoch Daten angeben, die — allgemein gesprochen — das „Tempo" des ganzen Bewegungsablaufes charakterisieren. Dies geschieht in folgender Weise:

Die drei, der Einfachheit halber linear angenommenen Systeme seien S_1, S_2, S_3, ihre Nullpunkte bzw. O_1, O_2, O_3. Man kann jetzt — erstens — ohne jede Uhr feststellen, in welchem Punkte P_1 von S_1 die Nullpunkte O_2 und O_3 einander begegnen, oder um es ganz grob anschaulich zu machen: Wenn aus Richtung Kufstein zwei Züge, ein Güterzug und ein Schnellzug, gegen Innsbruck rollen, dann kann man erstens feststellen, bei welchem Kilometerstein der Strecke der Schnellzug den Güterzug überholt. Zweitens aber kann man, lediglich an einer einzigen Uhr in O_1 das Zeitintervall ablesen, das zwischen dem Durchgang von O_2 und O_3 durch O_1 verstreicht, oder, um auf das Bild zurückzugreifen, man kann an der (allein vorhanden gedachten) Bahnhofsuhr in Innsbruck feststellen, um wieviel Minuten der Güterzug später hier eintrifft als der Schnellzug; mit anderen Worten, man kann den Mehraufwand an Zeit feststellen, den etwa das System S_2 zum Durchlaufen der Strecke P_1O_1 braucht gegenüber dem System S_3 oder man kann, wenn man noch auf die Einheitsstrecke reduziert, „Aufwanddifferenzen" konstatieren. (Es ist eben hier, wie übrigens vielerorts in der Physik, zweckmäßig, anstatt des Begriffes „Geschwindigkeit" den zu ihm reziproken des (spezifischen) Zeitaufwandes oder kurz „Aufwandes" von der Dimension [cm sec^{-1}] zu benutzen). Über diese Feststellung von Aufwanddifferenzen hinaus gelangt man aber ohne neue Annahme nicht; man ist — vergleichsweise zu reden — etwa in der Lage, Temperaturdifferenzen messen zu können, ohne aber noch eine Skala κατ' ἐξοχήν, einen absoluten Nullpunkt zu besitzen.

Denkt man sich jetzt die Achse von S_1 dicht mit gleich schnellaufenden Uhren besetzt (zur Synchronisierung braucht man ja bekanntlich nur ein Homogenitätspostulat für Raum und Zeit), die aber nicht gegeneinander gestellt zu sein brauchen (also keine Zeitvergleichung nötig!), so kann man noch nachprüfen, ob die gemessene Aufwanddifferenz proportional mit der durchlaufenen Strecke wächst, mit anderen Worten, ob die Bewegungen von S_2 und S_3 „zueinander gleichförmig" erfolgen oder nicht. Ob jede einzelne Bewegung für sich gleichförmig vor sich geht, läßt sich natürlich nicht entscheiden, so lange es an einem ausgezeichneten Nullpunkt für die ganze Aufwandrechnung fehlt.

Auch die naheliegende Forderung, daß entgegengesetzte Bewegungsrichtung (die unmittelbare Erkennbarkeit der Richtung vorausgesetzt) auch entgegengesetztes Vorzeichen für die Aufwandgröße bedingt, vermag höchstens den gesuchten Nullpunkt an ein enges Intervall zu bannen, nicht aber ihn eindeutig festzulegen, da es ja nicht beliebig große Geschwindigkeiten (beliebig kleine Aufwände) gibt.

Und doch kommt man weiter und zwar, worauf es uns ja ankommt, ohne Benutzung des Lichtprinzipes, wenn man noch eine fast triviale Forderung hinzunimmt. Die Situation ist ja, da sich die für das erste System geschilderten Beobachtungen analog in S_2 und S_3

anstellen lassen, die folgende: Bezeichnet a_{ik} den auf S_i und irgendeinen Aufwandsnullpunkt bezogenen Aufwand der Bewegung von S_k (alle Bewegungen zueinander gleichförmig vorausgesetzt), so lassen sich von den sechs Größen

$$\begin{matrix} \cdot & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & \cdot & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & \cdot \end{matrix}$$

die drei Differenzen

$$\left.\begin{aligned} a_{12} - a_{13} &= d_1 \\ a_{23} - a_{21} &= d_2 \\ a_{31} - a_{32} &= d_3 \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

nach Obigem direkt beobachten; es fehlen also zur eindeutigen Ermittelung der a_{ik} noch drei Bedingungen. Wir benutzen dazu dreimal das naheliegende Postulat, daß der Aufwand von S_k auf S_i bezogen entgegengesetzt (der Richtungsumkehr wegen) gleich sein soll dem Aufwand von S_i bezogen auf S_k[1]), d. h.

$$a_{ik} + a_{ki} = 0 \text{ („Symmetriepostulat“).} \qquad (2)$$

Es wird dann aus (1):

$$\left.\begin{aligned} a_{12} + a_{31} &= d_1 \\ a_{23} + a_{12} &= d_2 \\ a_{31} + a_{23} &= d_3 \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

mit der Lösung:

$$\left.\begin{aligned} a_{12} &= \tfrac{1}{2}(d_1 + d_2 - d_3) \\ a_{23} &= \tfrac{1}{2}(d_2 + d_3 - d_1) \\ a_{31} &= \tfrac{1}{2}(d_3 + d_1 - d_2); \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

damit sind die einzelnen Aufwände, somit auch die Aufwandsnullpunkte in den drei Systemen völlig bestimmt. Dadurch ist aber auch der Begriff der Gleichzeitigkeit implizit definiert; ich brauche ja nur die längs der einzelnen Systemachsen verteilten Uhren nachträglich so zu stellen, daß die nach (4) errechneten Aufwände von ihnen angezeigt werden, und dies alles ist möglich ohne jede Benutzung des Lichtprinzipes.

Über den Zusammenhang der Zeitsysteme in S_1, S_2 und S_3 ist damit aber noch nichts ausgemacht; dieser kann vorerst noch ein ganz beliebiger, unter anderem also der klassische oder der relativistische sein. Aus allgemeinen Erwägungen (Symmetrieverhältnisse, Homogenität der Welt, Eindeutigkeit des Naturgeschehens und ähnlichem) kann man höchstens schließen, daß sich dieser Zusammenhang in dem Verschwinden einer ganzrationalen symmetrischen Funktion in den Aufwänden a_{ik} kundtun muß, für die sich dann aus der Betrachtung von Sonderfällen (zwei der Systeme ruhen gegeneinander) im wesentlichen die Form ergibt:

$$a_{12}a_{23} + a_{23}a_{31} + a_{31}a_{12} + \text{const} = 0. \qquad (5)$$

Verschwindet die Konstante, so drückt (5), wie leicht zu verifizieren, das klassische Additionstheorem der Geschwindigkeiten aus; ist die Konstante positiv, etwa gleich a^2, so hat man das Einsteinsche Additionstheorem vor sich und a erweist sich als invarianter Aufwand (entsprechend einer invarianten Geschwindigkeit); auch ist es leicht, von da aus, in bekannter Weise, zur Lorentztransformation zu gelangen. Wäre endlich die Konstante negativ, so hätte man eine andere Art „nichtgalileischer“ Physik, in der eine Spaltung nach Raum und Zeit nicht mehr angängig wäre.

Zur Entscheidung dieser Disjunktion muß natürlich das Lichtprinzip oder ein äquivalenter Ersatz herangezogen werden. Das in Aussicht gestellte Ziel aber, eine Zeitvergleichung ohne Bezugnahme auf die Lichtausbreitung durchzuführen, ist bereits vorher erreicht.

1) Die Bewegungen werden damit auch zu schlechthin gleichförmigen gestempelt.

H. Rausch v. Traubenberg (Prag), Über Asymmetrien in der Intensitätsverteilung des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes[1]).

Die von J. Stark entdeckte und von ihm in Verbindung mit Kirschbaum und Lunelund[2]) näher untersuchte teilweise Polarisation der bewegten Intensität von Wasserstoff-Kanalstrahlen berechtigt zu dem Schluß, daß die bewegten, Licht emittierenden Atome im Kanalstrahl in gewisser Weise ausgerichtet fliegen. Dieses Verhalten der Atome sowie eine gewisse mögliche Asymmetrie des angeregten (bewegten) Wasserstoff-Atoms, welche ich aus den von mir beobachteten Polarisationserscheinungen von Wasserstoff-Kanalstrahlen im Magnetfelde[3]) vermutete, veranlaßte mich dazu, die Strahlungs-Intensität von Wasserstoff-Kanalstrahlen in Richtung ihrer Bewegung und entgegengesetzt zu vergleichen, um zu entscheiden, ob sich im Strahlungsfelde ebenfalls Asymmetrien bemerkbar machen würden. Der gleiche Versuch war bereits von J. Stark im Jahre 1910: „Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquanten-Hypothese und Äther-Wellentheorie“ angestellt worden[4]). Die Starkschen Messungen ergaben damals für Wasserstoff kein positives Ergebnis[5]). Ich bediente mich bei meinen Versuchen einer anderen Anordnung wie Stark und benutzte eine Kanalstrahlen-Röhre, welche aus einem langen nach oben gerichteten Teil, in welchem sich die Anode be-

1) Dieser und der folgende Vortrag wurden in Innsbruck wegen Zeitmangel nicht gehalten.

2) Stark u. Lunelund, Ann. d. Phys. **46**, 68, 1915.

3) Rausch v. Traubenberg, Die Naturwissenschaften 1924, S. 118.

4) J. Stark, Phys. Zeitschr. **11**, 179, 1910.

5) Bei *Hg*-Kanalstrahlen zeigte sich jedoch eine solche Asymmetrie.

fand, und einem kurzen horizontalen Teil bestand, welcher an einem Ende durch die ca. 3 cm lange Aluminium-Kathode (Bohrung 3 mm mit Planglas bedeckt) und am anderen Ende durch ein Planglas verschlossen war. Die Kathodenstrahlen wurden durch einen Magneten in den oberen Teil hineingebogen, in welchem sich auch das Glimmlicht ausbildete, so daß man die Möglichkeit hatte, den Kanalstrahl allein, ohne Anwesenheit störender leuchtender Teile der Entladung, von beiden Seiten zu beobachten.

Der Kanalstrahl hatte mit Pinsel eine Länge von ca. 4,5 cm. Die Röhre wurde auf einer Zeißschiene montiert, der Strahlengang durch gleiche Blenden nach beiden Seiten symmetrisch begrenzt. Die Intensität des vom Kanalstrahle ausgesandten Lichtes, wurde in beiden Richtungen mit Hilfe eines Spektralphotometers nach Lunkenheimer ausgemessen, welches in genau gleichem Abstand von der Kanalstrahlenmitte aufgestellt wurde. Dabei bildete der in seiner Länge ca. 1 mm begrenzte Spalt des Photometers die engste Blende. Für möglichste Konstanz der Entladungsbedingungen während einer Meßreihe wurde gesorgt. Die Messungen ergaben bei der Linie H_β (andere Linien konnten bei der Lichtschwäche der Optik nicht untersucht werden) in reinem Wasserstoff ein Überwiegen der Strahlungsintensität in der Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen von ca. 40—50 Proz., während in absichtlich unreinem Wasserstoff nur ein erheblich geringerer Effekt beobachtet wurde. Ein deutlicher Einfluß der Entladespannung ließ sich nicht konstatieren[1]). Leider ließ die geringe Dispersion des Photometers keine Trennung von ruhender und bewegter Intensität zu. Immerhin zeigen die Versuche mit reinem und unreinem Wasserstoff, daß die Asymmetrie des Strahlungsfeldes wohl zum größten Teil im Verhalten der bewegten Intensität zu suchen sein wird, da nur in reinem Wasserstoff die bewegte Intensität relativ stark im Vergleich zur ruhenden ist. Die Erklärung des beobachteten Effektes bereitet vorläufig noch einige Schwierigkeiten. Jedenfalls haben wir es hier mit Lichtzentren zu tun, die bis zu einem gewissen Grade ausgerichtet sind und sich außerdem in einer bestimmten Richtung schnell bewegen, ein Umstand, der bei anderen Lichtquellen nicht erfüllt ist. Ob sich die Versuche nur im Sinne einer Nadelstrahlung oder auch auf Grund der Kugelwellenstrahlung deuten lassen, bleibt abzuwarten. Ebenso, ob Zusammenhänge bestehen zwischen der hier gefundenen Erscheinung und dem eigentümlichen von Wilsar und Stark gefundenen Intensitätsunterschied der Starkeffekt-Komponenten bei bremsenden und beschleunigenden Feldern. Versuche mit verbesserten Hilfsmitteln zur weiteren Prüfung des gefundenen Effektes sind beabsichtigt.

1) Außer bei sehr kleinen Spannungen unterhalb 0,5 mm Funkenlänge; hier wurden die Intensitäten in beiden Richtungen annähernd gleich. Das negative Glimmlicht erstreckte sich bei niedrigen Spannungen auch in den horizontalen Teil der Röhre.

H. Rausch v. Traubenberg (Prag), **Über das Verhalten des Leuchtens von Kanalstrahlen bei ihrem Übergang aus einem elektrischen Felde in einen feldfreien Raum.** (Nach Versuchen des Herrn B. M. Bloch.)

Im folgenden berichte ich über Versuche, die Herr B. M. Bloch auf meine Anregung im Physikalischen Institute der deutschen Universität in Prag angestellt hat und auf die er in seiner demnächst erscheinenden Dissertation näher eingehen wird. Zweck der Versuche war es zu beobachten, wie sich das Leuchten der Kanalstrahlen bei ihrem plötzlichen Übergang aus einem elektrischen Feld in einen feldfreien Raum verhält. Die Experimente wurden mit einer Lo Surdo-Röhre mit Wasserstoff-Kanalstrahlen ausgeführt. Die Kathode hatte statt der Durchbohrung einen 0,1 mm weiten Schlitz längs eines Durchmessers. Nach oben reichte der Schlitz bis zur halben Höhe der Kathode. Senkrecht zum Schlitz war nach dem Verfahren von Rau an der Kathode ein Glasstäbchen angebracht, das zum Nachweise des Dopplereffektes diente. Auf diese Weise war es möglich, den Kanalstrahl auf seinem ganzen Wege: Feld—Grenze—feldfreier Raum zu beobachten. Pinsel samt Schlitz wurden mit Hilfe eines Kondensors auf den Spalt eines Prismen-Spektrographen abgebildet. Die Röhrenspannung betrug ca. 2,5 mm Funkenstrecke, der Druck ca. 0,26 mm. Die aus dem Dopplereffekt berechnete Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ergab sich von der Größenordnung 10^8 cm/sec. Die Aufnahmen zeigten nun, daß gleich hinter dem Felde — von einem minimalen Felddurchgriff abgesehen — die Aufspaltung im Starkeffekt zusammenbricht und die unzerlegte Linie wieder auftritt. (Der Durchgriff erstreckt sich über ein Gebiet, das ein Kanalstrahl von der angegebenen Geschwindigkeit in ca. 10^{-10} sec. durchläuft.) In dieser Tatsache kann man auch eine Bestätigung der neuen Bohrschen Theorie sehen, wonach ein strahlendes Atom sich „zeitlos" dem jeweiligen Feldzustand anpaßt[1]).

1) Bohr, Zeitschr. f. Phys. **24**, 81, 1924.

BESPRECHUNGEN.

E. Pohle und H. Jarre, Methodik der Röntgentiefentherapie vom physikalischen Standpunkt. Mit einer Einleitung von Fr. Dessauer. (Strahlentherapeutische Monographien Band 4.) Gr. 8°. 56 Seiten. Mit 21 Textabb. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1923. G.-M. 2.—.

Wie schon die Überschrift zeigt, handelt es sich um eine Arbeit aus dem Institut für physikalische Grundlagen der Medizin in Frankfurt, die unter der Leitung Dessauers entstanden ist. Sie kann daher als kurze praktische Anwendung der Dessauerschen Monographie derselben Serie „Dosierung und Wesen der Röntgenstrahlenwirkung in der Tiefentherapie vom psysikalischen Standpunkt" bezeichnet werden, die in Band 24 dieser Zeitschrift S. 271 referiert wurde.

Die wichtigste experimentelle Grundlage bildet die Bestrahlung mit „praktisch homogener" Strahlung unter Benutzung der Intensitätsverteilungsblätter (Flächen gleicher Intensität im biologischen Objekt bzw. Wasserphantom) von Dessauer-Vierheller (diese Zeitschr. **21**, S. 571, 1920 und Band 1 obiger Serie, wo auch die weitere Literatur zu finden ist). An 5 der Lage nach typischen Karzinomen wird die physikalische Dosierung vorgeführt und dabei die wichtigsten praktischen und theoretischen Fragen des Arztes und Physikers behandelt.

Es wäre nur zu wünschen, wenn die Schrift alle medizinisch-physikalischen Institute anregte, auch ihrerseits einmal klipp und klar zu publizieren, wie sie es machen und von welchen Grundsätzen sie ausgehen, damit zuverlässiges statistisches Material gesammelt werden könnte, in welcher Richtung ein Weiterarbeiten am erfolgreichsten erscheint, und andererseits dem Arzt Gelegenheit gegeben wird, sich die Schule auszusuchen, deren Methode ihn am meisten überzeugt. Gerade die vorliegende Schrift beweist, daß Dessauer die pädagogische Fähigkeit und Initiative besitzt, die zur Erziehung des Mediziners zu physikalischer Systematik so notwendig und so selten ist.

Seemann.

Bernhard Neumann, Lehrbuch der chemischen Technologie und Metallurgie. 2., neubearbeitete und erweiterte Auflage. Unter Mitwirkung hervorragender Fachleute herausgegeben. 8°. X und 1015 S. mit 454 Abbildungen im Text und 7 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. Preis geh. M. 14.—, geb. M. 17.—.

Seit dem Erscheinen der ersten Auflage dieses Buches sind 11 Jahre verflossen. Die chemische Technologie hat während dieses Zeitraumes, vor allem unter dem Einfluß der Kriegs- und Nachkriegsverhältnisse, auf manchen Gebieten wesentliche Veränderungen erfahren. Die neue Auflage ist dementsprechend an vielen Stellen umgearbeitet; kleinere Abschnitte über Tieftemperaturverkokung, Kalziumkarbid, Kalk-Stickstoff; Ferrosilizium, Karborund und Papier sind neu hinzugekommen.

Da die einzelnen Abschnitte von verschiedenen Bearbeitern stammen, die über besondere Erfahrung auf dem betreffenden Gebiete verfügen, gibt das Buch zuverlässige Auskunft und kann jedem empfohlen werden, der sich über einzelne Fragen der chemischen Technologie unterrichten will.

Dem Referenten will es aber scheinen, als ob die Lehrbücher der chemischen Technologie noch auf das Einsetzen einer Entwicklung warteten, welche die Lehrbücher der Chemie, vor allem der anorganischen Chemie, schon durchgemacht haben. So wie diese, werden wohl auch jene die reine Beschreibung zugunsten einer Darstellung verlassen müssen, die in ihrem ganzen Aufbau das physikalisch-chemische Gerippe erkennen läßt. Im Zusammenhang damit könnte auch versucht werden, eine allgemeine Darstellung der technisch-chemischen Arbeitsmethoden zu geben und diese nicht erst im Zusammenhang mit den besonderen Anwendungen zu besprechen.

H. v. Halban.

Berichtigungen.

In dem Aufsatze von Karl Lichtenecker (Reichenberg i. B.). Die Temperatur-Widerstands-Funktion metallischer Leiter (diese Zeitschr. **25**, 550, 1924) soll es auf S. 551 links oben heißen:

b) $\left(\frac{d^2w}{dT^2}\right)_{T=T_1+\varepsilon} = 0$, wo $\varepsilon \ll T$.

In der Arbeit von L. Schiller (Leipzig), Neue Versuche zum Turbulenzproblem (diese Zeitschr. **25**, 541, 1924) muß es auf

S. 542, Spalte 2, Z. 18 v. o. statt cm mm heißen; ferner auf

S. 543, Spalte 1, müssen die letzten 4 Zeilen der Spalte als 16. bis 19. Zeile eingeschaltet werden. Es muß also heißen: sondern auch den „praktischen" oberen Grenzwert . . . . entgegenstehenden von Ekman usw.;

S. 544, Spalte 2, letzte Zeile, muß es heißen: vgl. Fußnote 1 dieser Spalte.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Professor Guido Bargellini zum ord. Professor für organische Chemie an der Universität Rom, I. P. Cockcroft zum Dozenten für Elektrochemie an der Universität Manchester, der a. o. Professor für chemische Technologie an der Universität Bonn Dr. Carl Kippenberger zum ord. Professor ebenda, Dr. A. T. de Mouilpied zum Professor of science der Royal Military Academy in Woolwich.

Angebote.

Jüngerer Physiker

für das Laboratorium unserer **Glühlampenfabrik** zum baldigen Eintritt gesucht.

Ausführliche Angebote mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften und Gehaltsansprüchen erbeten unter Kennwort „Lampen" an das Personalbüro der

Bergmann-Elektrizitäts-Werke A.-G.
Berlin N 65.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz (4)

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

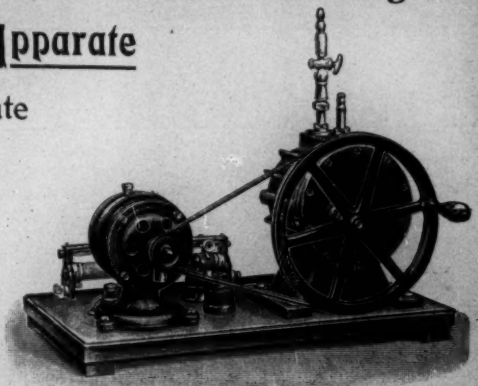
Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch



Ölluftpumpe mit Motor, Regulierwiderstand usw.

Das Weihnachtsgeschenk des Physikers

Physikalische Rundblicke

Gesammelte Reden und Aufsätze von

Max Planck

IV und 168 Seiten. Gr. 8°. 1922. Geh. M. 4.—, Pappbd. M. 5.50, Halbleder M. 8.—

Inhalt: Die Einheit des physikalischen Weltbildes. — Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung. — Neue Bahnen der physikalischen Erkenntnis. — Dynamische und statistische Gesetzmäßigkeit. — Das Prinzip der kleinsten Wirkung. — Verhältnis der Theorien zueinander. — Das Wesen des Lichts. — Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie.

. . . Das Buch stellt eine glückliche Vereinigung von Vorträgen und Aufsätzen des bekannten Gelehrten dar. Von hoher Warte aus behandeln sie allgemein interessierende Fragen unter Berücksichtigung neuerer Forschungen. (Frankfurter Zeitung.)

. . . Und nun noch ein Wort an die Vertreter der „Geisteswissenschaften"; „Gehet her und lest diese klar und schön geschriebenen „Rundblicke" und ihr werdet inne werden, daß ihr in dieser Welt nur als Fremdlinge gewandert seid." (Königsberger Hartungsche Zeitung.)

. . . Die klare, bilderreiche und außerordentlich anregende Sprache vermag auch den Kenner bis zum Schluß zu fesseln. Es ist ein voller Genuß, mit dem Verfasser von den mannigfaltigen Einzelkenntnissen fortzuschreiten zu allgemeineren beherrschenden Gesichtspunkten und von diesen aus wieder zu Folgerungen zu kommen, deren Prüfung noch die Zukunft beschäftigen wird. (Rhein.-Westfäl. Zeitung.)

. . . Prof. Planck publishes here a collection of his semi-popular lectures and essays, partly on radiation and quantum theory, partly on scientific principles. All that he says here will, of course, be familiar already to serious students, while for the general reader books in a foreign tongue are seldom useful. No comment therefore seems necessary; to praise Prof. Planck's work would be impertinent. (Nature.)

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Pfeiffer's

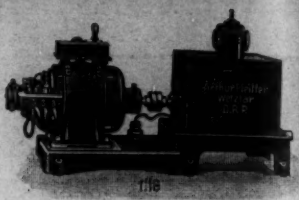
1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



1:16

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

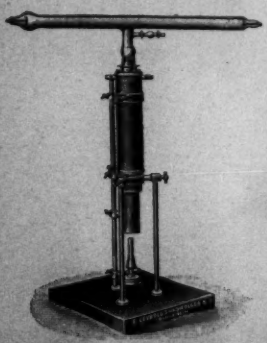
Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8

Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.